VOICU DOLOCAN

FIZICA JONCTIUNILOR CU SEMICONDUCTOARE

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

Fizica joncţiunilor
cu semiconductoare

FIZICA JONCȚIUNILOR CU SEMICONDUCTOARE

DE

VOICU DOLOCAN

Editura Academiei Republicii Socialiste România

București, 1982

PHYSICS OF SEMICONDUCTOR JUNCTIONS

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA

R 79717, București, Calea Victoriei, nr. 125

PREFAȚĂ

Lucrarea de față este al doilea volum scris de Voicu Dolocan, dedicat fizicii dispozitivelor cu corp solid. Marile realizări din domeniul fizicii semiconductorilor, ca tranzistoarele MOS, electrofotografia, memoriile, sensorii de imagine cu dispozitive cuplate prin sarcină, laserii, circuitele integrate etc., expuse în această lucrare, oferă soluții marilor probleme pe care le pune revoluția tehnico-științifică în domeniul energiei, electronicii, automaticii, tehnologiilor industriale, comunicațiilor și justifică eforturile umane și materiale care se fac pentru a dezvolta acest domeniu.

Orientarea aplicativă, stilul și accentuarea aspectelor cantitative, cu un foarte bogat material ilustrativ, recomandă această carte atît specialiștilor din producție cît și cercetătorilor, cadrelor didactice și studenților de la facultățile de fizică și de la facultățile institutelor de învățămînt superior tehnic.

Cercetarea științifică și ingineria tehnologică în domeniul semiconductorilor și aplicațiilor acestora a cunoscut o largă dezvoltare în țara noastră, fiind unul din domeniile cele mai eficiente ale științei și tehnologiei.

Pentru publicul larg de cititori editarea unei astfel de lucrări, scrisă de un specialist renumit, este binevenită.

Acad. prof. dr. doc.
Th. V. Ionescu

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

CUVÎNT ÎNAINTE

Prezentul volum este o continuare directă a lucrării „Fizica dispozitivelor cu corp solid", apărut în 1978 la Editura Academiei Republicii Socialiste România, în dorința de a oferi cititorului un material complex și, credem, util asupra celor mai importante dispozitive cu semiconductoare ce se utilizează în electronica, automatica și energetica modernă.

Capitolul 1 este dedicat studiului detectorilor optici și de infraroșu. In capitolul 2 se studiază laserii cu semiconductoare iar în capitolul 3, stările de suprafață și metodele experimentale utilizate în acest scop. Capitolul 4 este dedicat contactului metal-semiconductor: dioda Schottky, structuri cu afinitate electronică negativă (fotocatozi, emitori de electroni secundari, emitori de electroni cu catod rece) utilizate în fotomultiplicatori și televiziune etc. In capitolul 5 se studiază structurile metal-izolator-semiconductor, pe care se bazează tehnologia electronicii actuale: capacitorul MOS, tranzistorul MOS etc. In cap. 6 se studiază dispozitivele de memorie, utilizate în mașinile de calcul electronic, xerografia — a cărei utilitate este binecunoscută în toate domeniile de activitate — și sensorii de imagine cu dispozitive cuplate prin sarcină. Circuite integrate este titlul capitolului 7: tehnologie și aplicații. Capitolul 8 este dedicat efectelor cuantice de dimensiune care apar la suprafața semiconductorilor masivi și în strate subțiri.

Ne-am străduit, nu știm în ce măsură am reușit, să prezentăm o tratare ușor accesibilă și în același timp să satisfacă exigențele mereu crescînde ale cititorului.

La elaborarea acestei lucrări ne-am bucurat de sprijinul și îndrumarea acad. prof. dr. docent Th. V. Ionescu și îi aducem respectuoase mulțumiri pe această cale. Mulțumim Editurii Academiei și redactorului cărții Eugen Marineanu pentru sprijinul acordat apariției acestui volum.

Autorul

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

CUPRINS

Capitolul 1. DETECTORI DE RADIAȚIE 13

1.1. Considerații generale 13
1.2. Mărimi caracteristice 15
1.3. Zgomotul 17
1.4. Limitarea performanțelor detectorilor 19
1.5. Măsurarea caracteristicilor detectorilor 21
1.6. Fotorezistențele 24
1.7. Fotodiode 28
1.8. Fotodiode de avalanșă 31
1.9. Fototranzistorul 33
1.10. Termistorul 35
1.11. Detectorul piroelectric 36
Bibliografie 39

Capitolul 2. LASERI CU SEMICONDUCTOARE 41

2.1. Considerații generale 41
2.2. Emisia stimulată. Efectul laser 42
2.3. Metode de realizare a inversiei de populație în semiconductoare 46
2.4. Materiale utilizate în laserii cu semiconductoare 48
2.5. Metode de preparare 51
2.6. Laseri cu heterojoncțiuni 55
2.7. Timpul de întîrziere și comutarea internă în laserii cu semiconductoare 72
2.8. Oscilații în laseri. Modularea 80
2.9. Laseri cu reacție distribuită 82
2.10. Principiul holografiei 83
Bibliografie 85

Capitolul 3. STĂRI DE SUPRAFAȚĂ 88

3.1. Considerații teoretice 88
3.2. Distribuția stărilor de suprafață 91
3.3. Suprafețe reale. Stări de suprafață extrinseci 96
3.4. Metode experimentale de studiu al stărilor de suprafață 97
3.5. Recombinarea de suprafață 103
Bibliografie 108

Capitolul 4. CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR 109

4.1. Lucrul de ieșire a electronilor din materiale 109
4.2. Diagrama energetică a contactului metal-semiconductor 113
4.3. Curentul electric în dioda Schottky 119
4.4. Dioda Schottky cu inel de gardă 125
4.5. Determinarea experimentală a înălțimii barierei contactului metal-semiconductor 127
4.6. Structuri cu afinitate electronică negativă 130
4.7. Fotocatozi cu afinitate electronică negativă 134
4.8. Emitori de electroni secundari cu afinitate electronică negativă utilizați în fotomultiplicatori 138
4.9. Emitori de electroni cu catod rece 142
4.10. Contacte ohmice 143
Bibliografie 144

Capitolul 5. STRUCTURI METAL-IZOLATOR-SEMICONDUCTOR . 145

5.1. Structura MIS (sau MOS) ideală 145
5.2. Efectul diferenței dintre lucrurile de ieșire asupra caracteristicilor structurii MOS. Diagrama de benzi de energie a structurii metal-SiO_2-Si 151
5.3. Efectele capcanelor și sarcinilor fixe de la interfața siliciu-bioxid de siliciu 154
5.4. Efectele ionilor mobili, neuniformităților laterale și capcanelor ionizate asupra caracteristicilor structurii MOS . 168
5.5. Stratul de inversiune. Efectele temperaturii și luminii asupra stratului de inversiune. Conductanța canalului . . 171
5.6. Efectele radiațiilor 174
5.7. Caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului MOS . . 174
5.8. Regiunea de saturație 178
5.9. Circuitul echivalent al trazistorului MOS. Amplificarea. Funcționarea la înaltă frecvență 182
5.10. Tipuri de tranzistoare MOS. Conectarea tranzistoarelor în circuit 186
5.11. Influența temperaturii asupra caracteristicilor tranzistorului MOS. 188
5.12. Alte tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață 192
5.13. Structuri metal-izolator-metal 193
5.14. Efectul tunel în structuri metal-oxid-semiconductor . . 198
5.15. Tranzistoarele cu electroni fierbinți 200

Bibliografie 202

Capitolul 6. DISPOZITIVE DE MEMORIE ȘI DE IMAGINE. XEROGRAFIA 203

6.1. Dispozitive de memorie cu poartă plutitoare 204
6.2. Dispozitive de memorie cu captare de sarcină 209
6.3. Memorie cu poartă feroelectrică 214
6.4. Rețele de memorie 215
6.5. Metode de reproducere a imaginilor 218
6.6. Xerografia 220
6.7. Descrierea proceselor fizice care au loc în materialul electrofotografic. 221
6.8. Condiții de optimizare a procesului de xerografiere. Materiale utilizate 227
6.9. Sensori de imagine 230
6.10. Dispozitive cuplate prin sarcină 231
6.11. Zgomotul în dispozitivele cu cuplaj prin sarcină . . . 238
6.12. Metode de baleiaj în sensorii de imagine 241
6.13. Caracteristicile sensorilor de imagine cu dispozitive cuplate prin sarcină 244
6.14. Sensori cu dispozitive cu injecție de sarcină 249
6.15. Sensori de imagine în infraroșu 253

Bibliografie 256

Capitolul 7. CIRCUITE INTEGRATE. 258

7.1. Tehnici utilizate în fabricarea circuitelor integrate . . . 258
7.2. Izolarea, interconectarea, pasivarea 263
7.3. Circuite integrate monolitice din siliciu 267
7.4. Circuite integrate cu strate subțiri 270
7.5. Circuite integrate cu strate groase. 272
7.6. Circuite hibride 272
7.7. Aplicații 273

Bibliografie 280

Capitolul 8. EFECTE CUANTICE DE DIMENSIUNE 281

8.1. Considerații generale 282
8.2. Efecte cuantice de dimensiune în strate subțiri metalice 285
8.3. Fenomene de cuantificare în cîmp magnetic 292
8.4. Studiul efectelor cuantice de dimensiune în strate subțiri cu ajutorul efectului tunel 294
8.5. Efecte cuantice de dimensiune în structuri cu mai multe bariere. Trioda tunel 302
8.6. Efectele cuantice de dimensiune în stratul de acumulare sau de inversiune la suprafața unui semiconductor . 307
Bibliografie 315

Abstract 317

Contents 318

Capitolul 1

DETECTORI DE RADIAȚIE

1.1. Considerații generale

În prezent există detectori pentru aproape tot spectrul electromagnetic [1 — 3] (fig. 1.1.). Evident, datorită complexității manifestării mișcării materiei și interacției acesteia cu radiația, un anumit tip de detec-

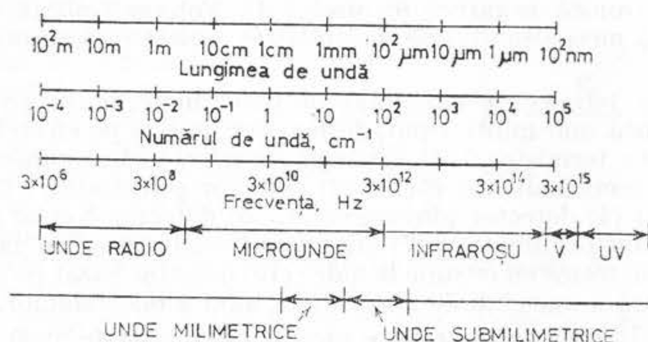


Fig. 1.1. — Spectrul electromagnetic.

tor poate funcționa numai într-un domeniu îngust al spectrului electromagnetic. Detectorii pot fi împărțiți în două clase mari : (1) cu răspuns incoerent și (2) cu răspuns coerent. În procesul de detecție incoerentă se pierde informația asupra fazei și frecvenței radiației recepționate. Detectorii cu răspuns coerent păstrează informația asupra fazei și frecvenței radiației recepționate.

Din punctul de vedere al mecanismului de interacție a radiației cu materia detectorii pot fi clasificați în : (1) detectori fotonici, (2) detectori termici, (3) detectori pe bază de interacție de undă. Primele două clase reprezintă în general detectorii cu răspuns incoerent iar a treia clasă reprezintă în general detectorii cu răspuns coerent. În detectorii fotonici fotonii interacționează direct cu electronii din material ; în aproape toate cazurile materialul este un semiconductor. Efectele fotonice pot fi interne și externe. În primul caz electronii excitați rămîn în interiorul materialului iar în al doilea caz electronii excitați sînt emiși de la suprafața acestuia. Efectele fotonice interne se împart la rîndul lor în trei subclase :

A. Efecte în care are loc generarea purtătorilor de neechilibru :

1) Fotoconductivitatea (radiația modifică conductivitatea electrică a materialului pe care cade). Poate fi de două feluri : (a) intrinsecă (în care

caz se generează perechi electron-gol); (b) extrinsecă (în care caz se generează purtători liberi de un singur semn).

2. Efecte fotovoltaice [4] (apare o tensiune fotoelectrică datorată unui cîmp electric intern sau altă cauză care separă perechile electron-gol generate de către fotoni). Apare în următoarele situații: (a) joncțiune *p-n*, diodă cu avalanșă, dioda *p-i-n*, dioda Schottky, heterojoncțiune, fototranzistor; (b) efecte fotovoltaice de volum (datorate unui gradient al concentrației de impurități, unui gradient al masei efective, unui gradient al benzii interzise); (c) efectul fotoelectromagnetic; (d) efectul Dember.

B. Efecte în care fotonii interacționează cu purtătorii liberi: efectul de antrenare fotonică, detectorul Putley, bolometrul cu electroni fierbinți [3].

C. Efecte de interacții localizate (electronii sînt excitați de către radiația pe stări localizate de energie). Pe această bază funcționează luminoforii, filmele fotografice și numărătorul cuantic în infraroșu.

Efectele fotonice externe sînt efecte de fotoemisie. Pe această bază funcționează fotocatozii care pot fi de două feluri: convenționali și cu afinitate electronică negativă (capitolul 4). Fotomultiplicatorii funcționează pe baza mecanismului de multiplicare a electronilor emiși de către fotocatozi.

Efectele termice se datorează încălzirii materialului sub acțiunea radiației. Există mai multe tipuri de detectori bazați pe efectele termice: (1) bolometre: termistorul, bolometrul metalic, supraconductor, suprainductor, cu semiconductor răcit; (2) detector piroelectric; (3) detector termoelectric; (4) detector piromagnetic; (5) detector Nernst; (6) celula Golay (detector pneumatic); (7) microfonul condensator cu gaz; (8) evaporagraf; (9) detector cu cristale lichide; (10) detector bazat pe dependența de temperatură a marginii de absorbție a unui semiconductor.

Principalii detectori bazați pe efectul interacției de undă sînt detectorul heterodină și amplificatorul parametric.

În detectorul heterodină, folosind un oscilator local de referință, se convertește unda incidentă într-o undă de frecvență joasă, în domeniul undelor radio sau microundelor. Detectorii parametrici sînt constituiți din cristale în care are loc mixarea a două fascicole de radiație coerentă și rezultă, de exemplu, radiație cu frecvența sumă sau diferență.

Evident că această clasificare a detectorilor de radiație nu este strictă. Unele efecte fotonice pot fi considerate efecte termice sau efecte de interacție de undă. Structurile metal-oxid metal și dispozitivele Josephson [4] pot fi de asemenea considerate ca detectori bazați pe fenomenul de interacție de undă.

Detectorii mai pot fi clasificați ca detectori elementari și detectori (sensori) de imagine în funcție de faptul dacă semnalul de ieșire reprezintă o valoare medie peste întreaga arie sensibilă sau redă o dependență spațială pe suprafață. Detectorii de imagine se bazează pe aceleași mecanisme de detecție (în general fotoconducția sau efectul fotovoltaic) în plus în detectorii de imagine variația spațială se citește cu un sistem de baleaj: un fascicol de electroni ca în tubul vidicon sau electric ca în circuitele cuplate prin sarcină. Sensorii de imagine cu circuite cuplate prin sarcină sînt prezentați în capitolul 6. După circuitul electric utilizat detectorii se împart în activi și pasivi. Detectorii activi produc o tensiune sau un curent

în circuit fără să fie necesară o sursă de alimentare deși uneori se utilizează și la aceștia o sursă de curent continuu. Detectorii activi sînt : detectori i fotovoltaici, diodele detectoare (cum sînt cele cu vîrf), detectorii piroelectrici, termocuplele și pilele termoelectrice. Detectorii pasivi sînt fotorezistorii și bolometrele și au nevoie de o sursă externă de curent continuu pentru funcționare.

1.2. Mărimi caracteristice

1.2.1. *Răspunsul spectral*

Răspunsul spectral descrie dependența semnalului de ieșire de la detector în funcție de lungimea de undă a radiației detectate. Pentru a face o comparație concludentă între diversele tipuri de detectori se raportează răspunsul spectral la unitatea de putere radiantă incidentă, pe interval unitate de lungime de undă, sau la rata unitate a fotonilor incidenți pe unitatea de lungime de undă. Prima variantă se folosește de obicei în cazul detectorilor în infraroșu iar cea de a doua variantă se folosește de obicei în cazul detectorilor optici. În cele mai multe cazuri răspunsul spectral se exprimă în unități relative. În figura 1.2 *a* este reprezentat răspunsul spectral, *R* [4], raportat la unitatea de putere incidentă pe interval unitate de lungime de undă pentru detectorii de fotoni și termici ideali. Se observă că pentru detectorul de fotoni răspunsul spectral crește liniar cu lungimea de undă pînă la o lungime de undă λ_0 de prag, unde scade brusc la zero. Peste această lungime de undă detectorul de fotoni nu mai este sensibil. Răspunsul spectral al detectorului termic este independent de lungimea de undă. În cazul cînd fenomenul de detecție se bazează pe generarea de perechi electron-gol în semiconductori (fotoconductor intrinsec, efect fotovoltaic) lungimea de undă de prag se determină din relația

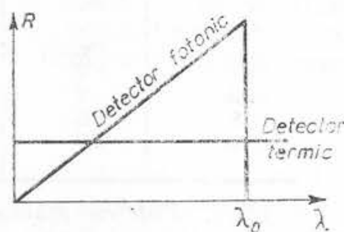


Fig. 1.2.a. — Răspunsul spectral în funcție de lungimea de undă.

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_g}$$

unde h este constanta lui Planck, c — viteza luminii în vid și E_g — lărgimea benzii interzise a semiconductorului iluminat. În cazul cînd fenomenul de detecție se bazează pe excitarea unui singur tip de purtători de sarcină (fotoconductori extrinseci), lungimea de undă de prag se determină din relația

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_i},$$

unde E_i este energia de activare a impurităților. Într-un sistem practic de unități, relațiile de mai sus se scriu

$$\lambda_0(\mu m) = \frac{1,24}{E(\mathrm{eV})}. \tag{1.1}$$

În tabela 1.1 se dau lungimile de undă de prag pentru unii detectori fotoconductivi (FC) și fotovoltaici (FV) care funcționează în domeniul infraroșu.

Tabela 1.1

Caracteristici ale detectorilor de infraroșu

Materialul	Modul de funcționare	Temperatura, K	λ_0, µm	D** $cmHz^{1/2}Sr^{1/2}/W$	τ, s
Ge : B	FC	4,2	108	$4,6 \cdot 10^{10}$	10^{-8}
Ge : Ga	FC	4,2	104	$6,8 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{-8}$
Ge : Cu	FC	4,3	23	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{-9}$
Ge : Cu (Sb)	FC	4,2	23	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{-9}$
Ge : Hg	FC	27	10,5	$4 \cdot 10^{10}$	—
Ge : Hg (Sb)	FC	4,2	11	$1,8 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{-10}$
PbSnTe	FC, FV	77	10	$3 \cdot 10^{8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$
HgCdTe	FC	77	9,6	$3,1 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{-7}$
Ge : Au	FC	77	6	$3 \cdot 10^{9}$	$3 \cdot 10^{-8}$
Ge : Au (Sb)	FC	77	6	$6 \cdot 10^{9}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
PbTe	FV	77	5	$8,7 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{-8}$
InSb	FV	77	4,9	10^{11}	$2 \cdot 10^{-8}$
PbS	FC	77	3,8	$6 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
InAs	FV	77	2,8	$7 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{-7}$

1.2.2. *Puterea echivalentă de zgomot*

Puterea echivalentă de zgomot P_z notată în literatura străină NEP (Noise Equivalent Power) sau P_N, este puterea incidentă pe detector necesară pentru a obține la ieșire un semnal (tensiune sau curent) egal cu semnalul de zgomot. P_z variază direct proporțional cu rădăcina pătrată din banda de frecvență și deci trebuie specificată și banda de frecvență. De obicei P_z se exprimă pentru banda de frecvență de 1Hz și se măsoară în acest caz în $W/Hz^{1/2}$. Cînd se dă P_z trebuie specificată aria detectorului și cîmpul vizual. Pentru detectorii din domeniul infraroșu pînă în domeniul undelor milimetrice, ea este proporțională cu rădăcina pătrată din aria detectorului.

1.2.3. *Responsivitatea*

Responsivitatea este raportul dintre tensiunea sau curentul de ieșire și puterea radiantă incidentă. Se măsoară în V/W sau A/W. Se disting responsivitatea corpului negru $\mathcal{R}(T, f)$ și spectrală $\mathcal{R}(\lambda, f)$. $\mathcal{R}(T, f)$ este responsivitatea detectorului la radiația de intrare emisă de un corp negru la temperatura absolută T, răspunsul fiind măsurat pe frecvența f cu care este modulată aceasta. Analog, $\mathcal{R}(\lambda, f)$, este definită ca responsivitatea la o radiație monocromatică de lungime de undă λ modulată cu frecvența f. Dacă, de exemplu v_s este tensiunea semnalului măsurat și P este puterea radiantă incidentă, atunci responsivitatea de tensiune

$$\mathcal{R} = \frac{v_s}{P} = \frac{v_s}{A \cdot I},$$

unde A este aria detectorului și I este iluminarea.

1.2.4. *Detectivitatea D**

Detectivitatea D^* este raportul semnal/zgomot într-o lărgime a benzii de 1 Hz, pe unitatea de putere radiantă incidentă pe rădăcina pătrată din aria detectorului

$$D^* = \frac{(AB)^{1/2}}{P}\left(\frac{v_s}{v_z}\right),$$

unde A este aria detectorului, B — lărgimea benzii de frecvență, P — puterea radiantă incidentă iar (v_s/v_z) — raportul dintre tensiunile semnal/zgomot (se măsoară în $\mathrm{cmHz^{1/2}/W}$). Detectivitatea este legată de puterea echivalentă de zgomot prin relația

$$D^* = \frac{(A\,B)^{1/2}}{P_z}.$$

Se definesc detectivitatea corpului negru și detectivitatea spectrală. Inițial prin detectivitate s-a înțeles numai raportul semnal/zgomot pe unitatea de putere radiantă ce are dimensiunile $\mathrm{W^{-1}}$. Unii autori numesc acum detectivitate pe D^*.

1.2.5. D^{**}

Pentru caracterizarea detectorilor care sînt limitați de fond (mediul înconjurător) se introduce mărimea D^{**} care este legată de detectivitatea D prin relația $D^{**} = D^* \sin\theta$; θ este unghiul vizual sub care detectorul privește (vede) radiația. Cînd radiația pătrunde în detector prin întreaga semisferă din față, atunci $D^{**} = D^*$. Unitățile lui D^{**} sînt $\mathrm{cmHz^{1/2}\,Sr^{1/2}/W}$. Valorile lui D** pentru unii detectori sînt date în tabela 1.1.

1.2.6. *Constanta de timp de răspuns.*

Constanta de timp τ este definită pentru cei mai mulți detectori prin relația

$$v(f) = \frac{v_0}{\sqrt{1 + 2\pi f \tau}},$$

unde $v(f)$ este tensiunea de răspuns a detectorului la frecvența f de modulare a radiației și v_0 este tensiunea obținută pentru frecvența zero (τ se mai numește și timp de răspuns). Valoarea lui τ pentru unii detectori este dată în tabela 1.1. Timpul de răspuns limitează frecvența de modulare a radiației. Pentru a determina pe τ se măsoară frecvența f pentru care $v(f) = v_0/\sqrt{2}$ și se folosește relația $\tau = 1/2\pi f_0$. În cazul cînd radiația modulată are formă de pulsuri rectangulare, răspunsul este de forma $v = v_0 e^{-t/\tau}$ pe porțiunea de scădere unde τ este timpul după care $v = v_0/e$.

1.3. Zgomotul

Performanțele detectorilor sînt limitate de către zgomotul intern al acestora, de către zgomotul de fond și de către zgomotul amplificatorului utilizat în circuitul pentru măsurarea semnalului. Zgomotul intern are mai

multe componente: zgomotul Johnson, zgomotul de alice, zgomotul de generare-recombinare, zgomotul de scînteiere etc. [5, 6]. Zgomotul Johnson se datorează fluctuaţiilor vitezei purtătorilor de sarcină (fluctuaţiilor energiei acestora). El există indiferent dacă sistemul este polarizat sau nu. O rezistenţă R dezvoltă o tensiune pătratică medie (media se face pe unitatea de timp) de zgomot Johnson dată de expresia

$$\langle v_z^2 \rangle = 4\,k\,T\,R\,B, \tag{1.2}$$

unde k este constanta lui Boltzmann, T — temperatura în Kelvin şi B — banda de frecvenţă a sistemului de măsură. Valoarea pătratică medie a curentului de zgomot este

$$\langle i_z^2 \rangle = \frac{4\,k T B}{R}, \tag{1.3}$$

iar puterea de zgomot Johnson este $P = kTB$. De exemplu, pentru $R = 40 k\Omega$, $B = 100$ kHz la $T = 300$ K rezultă o tensiune de zgomot $\sqrt{\langle v_z^2 \rangle} = 8\ \mu V$. Zgomotul de alice se datorează fluctuaţiilor sarcinii electrice, adică a concentraţiei purtătorilor de sarcină. El apare în fotodiode cînd acestea sînt polarizate şi este dat de expresia

$$\langle i_z^2 \rangle = 2qIB = 2q[I_s + I_s e^{qV/kT} + I_L]B, \tag{1.4}$$

unde I_s este curentul de saturaţie, I_s exp (qV/kT) — curentul direct iar I_L — curentul indus de radiaţie, care se scrie

$$\frac{q\,\eta\,P_r}{h\nu}, \tag{1.5}$$

unde η este eficienţa cuantică, iar P_r — puterea radiantă incidentă ce trebuie detectată. Zgomotul de fond se datorează mediului înconjurător. Notînd cu P_f puterea radiaţiei de fond care cade pe detector, relaţia (1.5) se modifică şi devine

$$I_L = \frac{q\eta(P_r + P_f)}{h\,\nu}. \tag{1.6}$$

Noţiunea de zgomot de alice se utilizează în fotodiode iar în fotoconductori se foloseşte noţiunea de zgomot de generare-recombinare. Zgomotul de generare-recombinare se datorează fluctuaţiilor ratelor de generare şi recombinare termică a purtătorilor de sarcină ceea ce conduce la fluctuaţia concentraţiei medii a acestora. Media pătratică a curentului de zgomot este dată în acest caz de expresia

$$\langle i_z^2 \rangle = 4\,q\,IB\,\alpha. \tag{1.7}$$

În această relaţie $\alpha = \mu\,\mathcal{E}\,\tau/l = \mu V \tau/l^2$ este coeficientul de amplificare al fotocoductorului (V este tensiunea aplicată, l — distanţa dintre electrozi, τ — timpul de viaţă şi μ — mobilitatea purtătorilor de sarcină).

$I = I_i + I_L$, unde I_i, este curentul de întuneric prin fotoconductor iar I_L este dat de relația (1.6) multiplicată cu coeficientul α de amplificare al fotoconductorului. Zgomotul de scînteiere sau zgomotul $1/f$ apare în mod uzual în detectorii de infraroșu la frecvențe joase. Puterea zgomotului de scînteiere depinde aproximativ invers proporțional de frecvența de modulare a radiației.

Formula generală a mediei pătratice a curentului de zgomot este

$$\langle i_z^2 \rangle = \frac{K \cdot I^m \cdot B}{f^\beta}, \tag{1.8}$$

unde I este curentul de polarizare, K — o constantă de proporționalitate, m — o constantă aproximativ egală cu 2, iar β — o constantă aproximativ egală cu unitatea. Zgomotul $1/f$ se datorează stărilor de suprafață, barierelor de potențial etc. Media pătratică a curentului de zgomot dat de amplificatorul din circuitul de semnal este dată de expresia

$$\langle i_z^2 \rangle = \frac{4\,kT_z \cdot B}{R},$$

unde R este rezistența echivalentă și T_z — o temperatură efectivă. În figura 1.2 *b* este reprezentat spectrul de zgomot al unui fotodetector.

1.4. Limitarea performanțelor detectorilor

Performanțele detectorilor sînt limitate de către zgomot. Pentru a găsi puterea minimă a radiației ce poate fi detectată trebuie să calculăm puterea echivalentă de zgomot P_z. Notînd cu P_r puterea radiației detectate, curentul de semnal în detector este dat de relația (1.5). Puterea echivalentă de zgomot P_z se obține din relația

$$I_L^2 = \langle i_z^2 \rangle. \tag{1.9}$$

Vom exprima puterea echivalentă de zgomot în următoarele cazuri de limitare a puterii ce poate fi detectată: limitarea de către zgomotul semnalului, de către zgomotul de fond, de către zgomotul dat de curentul de întruneric și de către zgomotul amplificatorului.

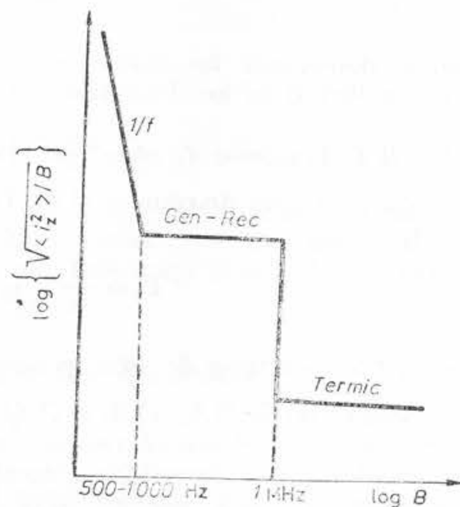


Fig. 1.2.b. — Spectrul de zgomot al unui fotodetector.

1.4.1. *Limitarea de către zgomotul amplificatorului*

În acest caz pentru un fotoconductor $\langle i_z^2 \rangle$ este dat de expresia (1.7) in care $I = I_L$ dat de expresia (1.5) multiplicată cu α.
Se obține

$$P_z \equiv P_r = \frac{4h\nu B}{\eta}. \tag{1.10}$$

1.4.2. *Limitarea de către zgomotul de fond*

În acest caz în ecuația (1.7) se introduce valoarea lui I obținută din (1.6) multiplicată cu α, pentru $P_r \ll P_f$

$$\langle i_z^2 \rangle = 4\, q\, B\, \alpha^2 \frac{q\eta\, P_f}{h\, \nu}.$$

Înlocuind această valoare în ecuația (1.9) și pe I_L dat de ecuația (1.5) multiplicată cu α se obține

$$P_z = 2 \sqrt{\frac{h\nu P_f B}{\eta}}, \tag{1.11}$$

unde P_f este puterea radiată de către mediul înconjurător (nu cea care trebuie detectată) care cade pe detector.

1.4.3. *Limitarea de către curentul de întuneric*

În acest caz în relația (1.7) $I = I_i$ este curentul de întuneric și din (1.9) se obține

$$P_z = \frac{h\nu}{\eta q} \sqrt{\frac{2q\, I_i\, B}{\alpha}}. \tag{1.12}$$

Pentru detectorul fotovoltaic se deduc expresii analoge cu (1.10) – (1.12), utilizînd în locul expresiei (1.7) relația (1.4).

1.4.4. *Limitarea de către zgomotul amplificatorului*

$\langle i_z^2 \rangle$ este dat de ecuația (1.8). Din (1.9) rezultă

$$P_z = \frac{2}{\alpha} \frac{h\nu}{\eta q} \sqrt{\frac{kT_z B}{R}}. \tag{1.13}$$

1.4.5. *Limitarea de către zgomotul Johnson*

Din ecuațiile (1.9), (1.3) și (1.5) se obține

$$P_z = \frac{h\nu}{\alpha\eta q} \sqrt{\frac{4kTB}{R}}, \tag{1.14}$$

unde R este rezistența detectorului.

1.4.6. *Condiții de material impuse de zgomot*

La detectorii de infraroșu se pune problema ca puterea minimă radiantă detectabilă să fie limitată de către zgomotul de fond. Aceasta înseamnă că atît puterea echivalentă de zgomot limitată de către semnal cît și cea limitată de către curentul de întuneric sau de către zgomotul Johnson să aibă valori mult mai mici decît puterea echivalentă de zgomot limitată de radiația de fond. Avînd în vedere relațiile (1.10), (1.11), (1.12) și (1.14) se obțin în acest caz următoarele condiții de material pentru fotoconductori

$$\frac{4h\,\nu\,B}{\eta} \ll P_f. \tag{1.15}$$

Condiția (1.15) cere ca materialul să aibă o eficiență cuantică cît mai apropiată de unitate și banda de frecvență de măsură a semnalului cît mai îngustă.

$$\frac{h\,\nu\,I_i}{2\eta q\alpha} \ll P_f. \tag{1.16}$$

Această condiție prin I_i limitează temperatura maximă de funcționare a fotodetectorului

$$\frac{h\,\nu\,k\,T}{\eta\,q^2\,R\,\alpha^2} \ll P_f. \tag{1.17}$$

Ea este poate condiția cea mai severă petru ca performanțele fotoconductorului să fie limitate de către zgomotul de fond.

Notînd cu Φ_f fluxul de fotoni ai radiației de fond și cu A aria detectorului, atunci

$$\frac{P_f}{h\nu} = \Phi_f \cdot A, \tag{1.18}$$

astfel că expresia (1.17) devine

$$\alpha^2\eta\;RA \gg kT/q^2\Phi_f. \tag{1.19}$$

Pentru $\alpha = 1$ relațiile de mai sus se aplică și la fotodiode. Se observă că pentru ca performanțele detectorului să fie limitate de către zgomotul de fond, produsul dintre eficiența cuantică, rezistența și aria detectorului nu poate să scadă sub o valoare minimă.

1.5. Măsurarea caracteristicilor detectorilor

Răspunsul spectral al unui fotodetector se măsoară folosind montajul din figura 1.3. Radiația de la sursa S, trecînd prin sistemul alcătuit din două oglinzi sferice notate cu O, pătrunde în monocromator. Radiația monocromatică ce iese din monocromator este reflectată de către oglinda plană OP și trimisă pe oglinda sferică O care o concentrează pe detectorul D. Sem-

nalul cules este trecut printr-un preamplificator PA la instrumentul de măsură V sau (şi) la inscriptor [7]. Circuitul electric al detectorului este reprezentat în figura 1.4. La temperaturi joase rezistența detectorului

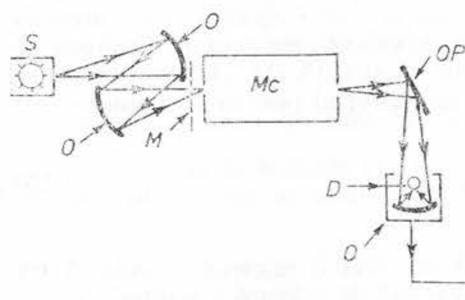


Fig. 1.3. — Schema instalației de măsură a răspunsului spectral.

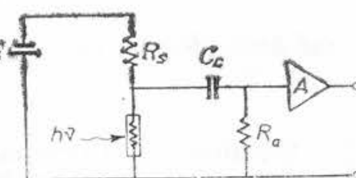


Fig. 1.4. — Circuitul electric al detectorului.

devine foarte mare și rezistența de sarcină R_s din circuit trebuie să aibă valori mari, în unele cazuri de zeci de MΩ. Menționăm că în cazul cînd semnalul se culege de pe rezistența de sarcină, valoarea maximă a acestuia este atunci cînd rezistența de sarcină este egală cu rezistența detectorului. Cînd rezistența de pe care se culege semnalul depășește valoarea rezistenței de intrare a preamplificatorului, atunci se introduce în circuit un tranzistor cu efect de cîmp care funcționează ca repetor pe sursă și face trecerea de la impedanță mare la impedanță mică (fig. 1.5).

Pentru a determina responsivitatea spectrală a detectorului se măsoară, de exemplu, tensiunea v_s în funcție de λ. Apoi se înlocuiește detectorul cu un altul de referință a cărui responsivitate spectrală relativă, $\varepsilon(\lambda)$, este cunoscută. Se măsoară tensiunea v_r dată de detectorul de referință în același domeniu spectral și astfel responsivitatea relativă a detectorului se găsește din relația $v(\lambda) = v_s\varepsilon(\lambda)/v_r$. În multe laboratoare neexistînd un detector de referință cu responsivitatea spectrală cunoscută, becul folosit

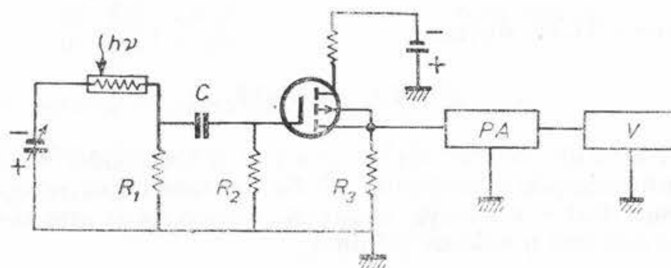


Fig. 1.5. — Circuitul electric al detectorului, cu adaptor de impedanță.

pentru ridicarea caracteristicilor spectrale trebuie etalonat la o unitate specializată. Aceasta înseamnă, printre altele, să se dea puterea radiantă relativă (normată la valoarea ei maximă), γ, în funcție de lungimea de undă, pentru prisma cu care lucrăm în laborator. De exemplu, caracteristica spectrală a unui bec cu filament de wolfram, trasată, folosind un monocromator cu prismă de cuarț, arată ca în figura 1.6.

Măsurînd răspunsul v_s al detectorului la acest bec, folosind un monocromator cu prismă de cuarț, valoarea reală $v(\lambda)$ a semnalului se determină din relația $v(\lambda) = v_s/\gamma$. Pentru comparație, în fig. 1.6 sînt reprezentate

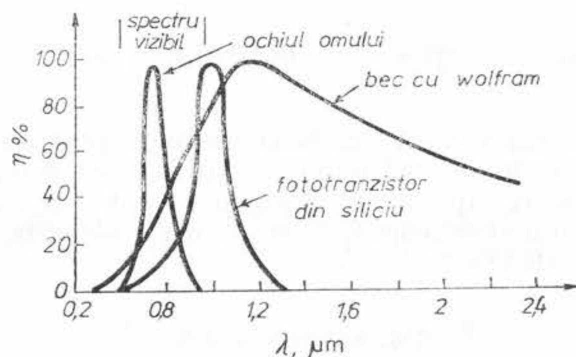


Fig. 1.6. — Spectrul radiației becului cu filament de wolfram, la 2 870K, în comparație cu răspunsul spectral al ochiului omenesc și al unui fototranzistor din siliciu.

răspunsurile spectrale ale ochiului omenesc și ale unui fototranzistor din siliciu. Pentru a găsi $v(f)$, răspunsul detectorului în funcție de frecvența f de modulare a fascicolului radiant, se procedează astfel: se măsoară $v_s(f)$, adică răspunsul detectorului în funcție de frecvența f a modulatorului, se scoate detectorul din circuit și se măsoară cu același instrument de măsură tensiunea $v_g(f)$ obținută de la un generator de semnal a cărui frecvență poate fi variată pe domeniul frecvenței modulatorului. Răspunsul la frecvența f se calculează din relația $v(f) = v_s(f)v_g(f_0)/v_s(f_0)v_g(f)$, unde f_0 este frecvența pentru care $v(f_0) = 1$. Dacă răspunsul spectral al detectorului depinde de valoarea tensiunii de polarizare, ceea ce se întîmplă la unii detectori, atunci se ridică aceste caracteristici pentru mai multe tensiuni la care poate funcționa detectorul. Pentru măsurarea puterii de zgomot a detectorului el se polarizează, se înlătură toate sursele de radiație în afara radiației mediului ambiant (radiația de fond) și se măsoară tensiunea de zgomot, v_0, de ieșire, în aceste condiții, pe domeniul de frecvență considerat. Apoi se scot din circuit detectorul și rezistența de sarcină și se înlocuiesc, aceste două elemente, cu o rezistență bobinată care are aproximativ valoarea rezistenței elementelor înlocuite, conectate în paralel. Se măsoară în aceste condiții tensiunea de zgomot, v_a, de la ieșire, în domeniul de frecvență considerat. Se determină apoi coeficientul de amplificare G al amplificatorului din circuit. În acest scop se conectează la intrare un oscilator a cărui frecvență este variabilă și cuprinde domeniul de interes (al frecvenței de modulare a radiației care cade pe detector) și se măsoară tensiunea de la ieșire. G este egal cu raportul dintre tensiunea de la ieșire și tensiunea de la intrare pe care o primește circuitul de la generator. Tensiunea de zgomot, $\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}$ normată la lărgimea benzii de frecvență de 1 Hz, se calculează din relația

$$\frac{\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}}{\sqrt{B}} \equiv Z(I, f) = \left[\frac{v_0^2(I, f) - v_a^2(f)}{G^2(f)} - Z_s^2 \left(\frac{R}{R_s} \right)^2 \right]^{1/2} B^{1/2}, \quad (1.20)$$

unde $Z_s^2 = 4kTR_sB$ este zgomotul dat de rezistența de sarcină R_s, R — rezistența detectorului, B — banda de frecvență a sistemului de măsură și I — curentul prin detector dat de tensiunea de polarizare.

Pentru a găsi pe B se utilizează relația

$$B = \frac{1}{G_m^2}\int_0^\infty |G(f)|^2 \mathrm{d}f, \qquad (1.21)$$

unde G_m este valoarea maximă a coeficientului de amplificare al sistemului. Frecvența f_m a centrului benzii este frecvența la care $G = G_m$. În cele mai multe cazuri B se ia cuprins între frecvențele f_1 și f_2 la care $G = G_m/\sqrt{2}$. Zgomotul detectorului se reprezintă sub forma unor curbe $Z(I, f) = f(f)$ cu I ca parametru [7].

1.6. Fotorezistențele

Fotorezistența sau fotoconductorul este o rezistență a cărei valoare se modifică sub acțiunea radiației. Forma obișnuită a fotorezistenței este paralelipipedică (fig. 1.7). Circuitul de polarizare și de măsură este reprezentat în figura 1.4. Semnalul de răspuns la radiație se poate măsura fie ca o variație de tensiune pe detector (fig. 1.4), fie ca o variație a tensiunii pe rezistența de sarcină. Se poate, de asemenea, înregistra curentul de scurtcircuit care într-un fotoconductor este dat de relația [8]

$$I_{sc} = d\,h\,q(b\,\Delta n + \Delta p)\,\mu_p \mathcal{E}, \qquad (1.22)$$

unde d și h sînt dimensiunile probei în direcțiile transversale pe direcția de iluminare (fig. 1.7), b este raportul dintre mobilitatea electronilor μ_n și a golurilor μ_p iar $\mathcal{E}$ — cîmpul electric prin probă. Notînd cu V tensiunea aplicată pe probă, $\mathcal{E} = V/l$, unde l este lungimea probei.

Curentul de scurtcircuit se mai poate scrie

$$I_{sc} = A\,q\,\eta\,\Phi\,\alpha, \qquad (1.23)$$

unde A este aria suprafeței pe care cade radiația, Φ — fluxul de fotoni, η — eficiența cuantică (numărul de purtători generați de un foton absorbit) iar α se numește coeficientul de amplificare al fotoconductorului și reprezintă raportul dintre numărul de electroni care trec prin circuitul extern și numărul de electroni generați de radiație. α este egal cu raportul dintre timpul de viață τ al purtătorilor de sarcină și timpul de tranzit al acestora între electronzi. Se observă că dacă timpul de viață este mai mare decît timpul de tranzit, α este mai mare decît unitatea. Timpul de viață fotoconductiv este determinat de timpul de viață a purtătorilor majoritari [8], astfel că într-un model simplificat

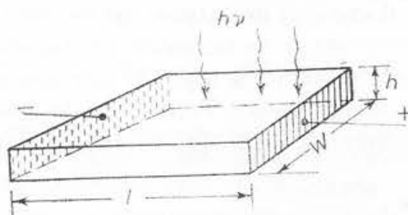


Fig. 1.7. — Circuitul electric al unei fotorezistențe.

se poate considera

$$t_r = \frac{l}{v} = \frac{l^2}{\mu V}, \tag{1.24}$$

unde μ este mobilitatea purtătorilor majoritari. Prin urmare, se poate scrie

$$\alpha = \frac{\tau}{t_r} = \frac{\tau \mu V}{l^2}, \tag{1.25}$$

unde τ este timpul de viață a purtătorilor majoritari.

O expresie mai generală a lui α rezultă din compararea relațiilor (1.22) și (1.23)

$$\alpha = d\, h\, \mu_p \mathcal{E}(b\, \Delta\, n + \Delta p)/\eta\, \Phi \tag{1.26}$$

unde Δn și Δp sînt concentrațiile purtătorilor de neechilibru generați de către radiația absorbită.

Fluxul de fotoni $\Phi = P_\lambda / A h \nu$, astfel că relația (1.23) poate fi rescrisă sub forma

$$I_{sc} = \frac{\eta\, q\, P_\lambda\, \mu \tau V \lambda}{h\, c\, l^2}, \tag{1.27}$$

unde c este viteza luminii. Deci curentul fotoelectric de scurtcircuit este proporțional cu puterea radiantă absorbită, cu tensiunea aplicată pe probă, cu timpul de viață a purtătorilor de sarcină și cu lungimea de undă a radiației, pînă la lungimea de undă de prag λ_0 unde acesta scade la zero (vezi paragraful 1.2).

Tensiunea fotoelectrică la circuit deschis este $v_0 = I_{sc} \cdot R$, unde rezistența R a probei este dată de relația $R = 1/\sigma\, dh$; σ fiind conductivitatea probei care este egală cu conductivitatea de întuneric dacă radiația aduce o modificare neglijabilă. Dacă R_s este rezistența de sarcină în serie cu fotorezistența, atunci, tensiunea v_s culeasă de pe rezistența de sarcină este dată de expresia

$$v_s = v_0 \frac{R}{R + R_s}.$$

Dacă se aplică asupra probei un puls de radiație (radiația este modulată), se obține

$$I_{sc}(f) = \frac{I_{sc}(0)}{(1 + \omega^2\, \tau^2)^{1/2}}, \tag{1.18}$$

unde $f = \omega/2\pi$ este frecvența de modulare a radiației. Frecvența la care $I_{sc} = I_{sc0}/\sqrt{2}$ se numește frecvența de tăiere. Ea se obține pentru $\omega\tau = 1$ și are valoarea $f_c = 1/2\, \pi\tau$. Avînd în vedere expresia (1.25) a lui α se observă că produsul $\alpha \cdot f_c$ este o mărime constantă pentru o probă de o anumită lungime și la o anumită tensiune de polarizare. Astfel dacă prin variația lui τ crește coeficientul de amplificare atunci scade frecvența de tăiere.

Fotoconductorii pot fi extrinseci sau intrinseci. În cei intrinseci prin adsorbţia fotonilor de energie $h\nu$, cel puţin egală cu lărgimea benzii interzise E_g a semiconductorului, se generează perechi electron-gol (fig. 1. 8*a*);

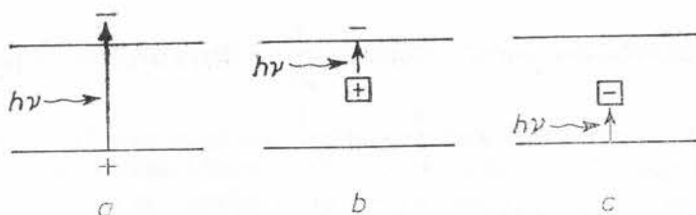


Fig. 1.8. — Procese de generare a purtătorilor liberi în semiconductori.

lungimea de undă de prag este dată de relaţia (1.1). Fotoconductorii extrinseci sînt cei în care energia fotonilor nu este suficientă pentru a genera perechi electron-gol libere, ci se generează fie numai electroni liberi, prin excitarea acestora de pe centrii de impuritate în banda de conducţie (fig. 1.8 *b*), fie numai goluri libere, prin excitarea electronilor din banda de valenţă pe centrii de impurităţi (fig. 1. 8*c*). Pentru fotoconductorul intrinsec coeficientul de amplificare este

$$\alpha = \frac{(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)V}{l^2},$$

unde τ_n este timpul de viaţă a electronilor şi τ_p— timpul de viaţă a golurilor. În general fotoconductorul intrinsec se poate realiza atît din semiconductori intrinseci cît şi din semiconductori extrinseci, ultimul caz fiind cel obişnuit. Contribuţia purtătorilor minoritari la procesul de fotoconducţie fiind în cele mai multe cazuri neglijabilă, α este de forma (1.25). Responsivitatea de curent poate fi scrisă

$$\mathcal{R}_\lambda(I_{sc}) = \frac{I_{sc}}{P_\lambda} = \frac{q\,\eta\alpha\lambda}{hc} \qquad (1.29)$$

şi avînd în vedere relaţia (2.25), rezultă

$$\mathcal{R}_\lambda(I_{sc}) = \frac{q\eta\lambda\tau\mu V}{l^2}. \qquad (1.30)$$

Din relaţia (1.30) se observă că responsivitatea creşte cu creşterea lui η, a lui τ şi a rezistenţei probei. Creşterea lui η se poate realiza folosind un strat antireflectant şi mărind grosimea detectorului. Pentru fotorezistenţa din HgCdTe acoperită cu un strat antireflectant de ZnS se obţin valori ale lui η cuprinse în domeniul $70 \div 90\%$ [9]. Pentru ca performanţele fotoconductorului să fie limitate de către zgomotul de fond trebuie îndeplinită relaţia (1.19). Aceasta implică valori mari ale lui α, η, R şi A şi tem-

peraturi joase de funcționare. Dintre fotoconductorii extrinseci cel mai mult se folosesc cei construiți din Si și Ge dopați cu impurități [7].

În tabela 1.2 sînt date energiile E_i de ionizare a unor impurități și lungimile de undă de prag în Si și Ge dopați. Acești detectori funcționează la temperaturi joase, astfel încît impuritățile să nu fie ionizate termic.

Fotoconductorii intrinseci pot funcționa la temperaturi mai înalte. În tabela 1.3 sînt reprezentați unii semiconductori care pot funcționa ca fotoconductori intrinseci. De mare interes se bucură în ultimul timp com-

Tabela 1.2

Energiile de ionizare a impurităților și lungimea de undă λ_0 de prag în semiconductorii Si și Ge

Semiconductor : Impuritate	E_i, eV	λ_0, μm
Si : In	0,155	8
Si : Ga	0,0723	17
Si : Bi	0,0706	18
Si : Al	0,0685	18
Si : As	0,0537	23
Si : P	0,045	28
Si : B	0,0439	28
Si : Sb	0,043	29

Tabela 1.3

Caracteristicile unor semiconductori utilizați ca fotoconductori intrinseci

Semiconductor	T, K	E_g, eV	λ_0, μm
ZnS	295	3,70	0,34
CdS	295	2,4	0,52
GaP	295	2,24	0,56
CdSe	295	1,8	0,69
CdTe	295	1,50	0,83
GaAs	295	1,35	0,92
Si	295	1,12	1,1
Ge	295	0,67	1,8
PbS	295	0,42	2,9
PbSe	195	0,23	5,4
InAs	195	0,39	3,2
InSb	77	0,32	5,4
$Pb_{0,2}Sn_{0,8}Te$	77	0,1	12
$Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$	295	0,1	12

pușii ternari $Hg_{1-x}Cd_xTe$ și $Pb_{1-x}Sn_xTe$ care funcționează în regiunea spectrală $8 \div 14$ μm ce corespunde ferestrei atmosferice.

În figura 1.9 este reprezentată structura unui detector fotoconductiv din HgCdTe care funcționează nerăcit în domeniul $8 \div 14$ μm [10]. Elementele structurii sale sînt: (1) capcană de căldură din cupru (radiator), (2) rășină pentru fixarea detectorului pe radiator, (3) strat de Au reflectant, (4) CdTe, (5) $Hg_{1-x}Cd_xTe$, (6) strat de Au, (7) strat de In, (8) conductor de cupru. În cele mai multe cazuri peste stratul de HgCdTe se depune un strat izolator antireflectant. Pentru un astfel de detector cu aria de $0,3 \times 0,3$ mm^2 s-a obținut la lungimea de undă de 10,6μm responsivitatea la tensiune de 1V/W și detectivitatea $D^* = 10^5$ cms$^{-1/2}$W^{-1}. Detectivitatea și responsivitatea acestui fotodetector sînt cu cîteva ordine de mărime mai mari decît a altor detectori care funcționează, de asemenea, nerăciți, cum ar fi cel piroelectric sau cel cu antrenare fotonică. La performanțe asemănătoare se ridică detectorul din HgCdTe pe bază de efect fotoelectromagnetic (compusul ternar HgCdTe poate acoperi un domeniu mare de lungimi de undă, de la <1μm la 30μm).

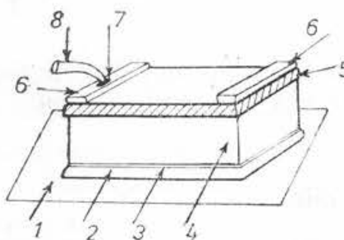


Fig. 1.9. — Structura unui fotoconductor din HgCdTe.

1. 7. Fotodiode

În fotodiode apare o tensiune electromotoare ca urmare a separării electronilor și golurilor, generate de radiație, de către un cîmp electric intern care există în joncțiunea *p-n*, în dioda Schottky, în dioda *p-i-n*, în heterojoncțiuni, etc [4]. Construcția diverselor fotodiode este reprezentată în figura 1.10 : joncțiunea *p—n* (fig. 1.10*a*), dioda *p-i-n* (fig. 1.10*b*), dioda *p-i-n* în care iluminarea se face paralel cu planul joncțiunii (fig. 1.10 *c*), dioda Schottky (fig. 1.10 *d*), dioda metal-*i-n* (fig. 1.10 *e*), dioda cu contact punctiform (fig. 1.10 *f*).

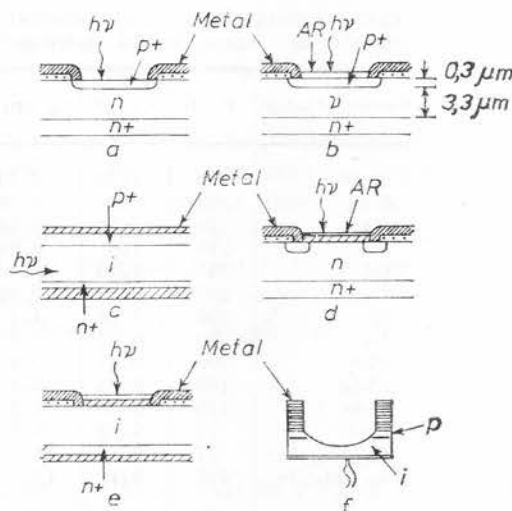


Fig. 1.10. — Diverse tipuri de fotodiode.

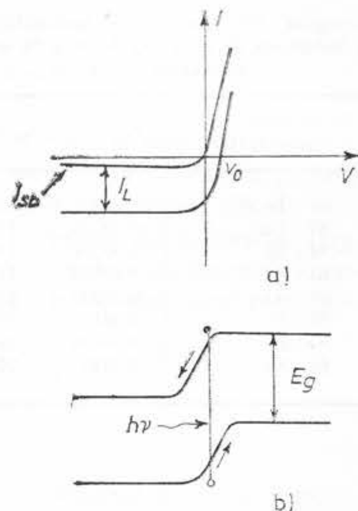


Fig. 1.11. — Caracteristica curent-tensiune a unei fotodiode.

Fotodioda poate funcționa ca detector fără tensiune de polarizare sau la polarizare inversă. Caracteristica *I-V* a fotodiodei cu joncțiune *p-n* (fig. 1.11) este dată de expresia

$$I = I_s(e^{qV/kT} - 1) - I_L,$$

unde I_L este dat de ecuația (1.5). Tensiunea la circuit deschis, adică tensiunea fotoelectromotoare este dată de relația

$$v_0 = I_L \cdot R, \tag{1.31}$$

unde

$$\frac{1}{R} = \frac{dI}{dV}\Big|_{V=0} = \frac{q I_s}{kT}. \tag{1.32}$$

Produsul *RA* care caracterizează performanțele unui detector (paragraful 1.4) are pentru joncțiunea *p-n* valoarea

$$RA = \frac{(kT)^{1/2}}{q^{3/2} n_i^2}\left[\frac{1}{p}\left(\frac{\mu_n}{\tau_n}\right)^{1/2} + \frac{1}{n}\left(\frac{\mu_p}{\tau_p}\right)^{1/2}\right]^{-1}, \tag{1.33}$$

unde n_i este concentrația purtătorilor de sarcină intrinseci, n și p sînt concentrațiile purtătorilor majoritari din cele două regiuni ale joncțiunii, μ_n și μ_p — mobilitățile electronilor și golurilor, τ_n și τ_p — timpii de viață ai electronilor și golurilor din regiunea p și, respectiv, n.

Pentru dioda Schottky produsul RA are valoarea

$$RA = \frac{kT^{-1}}{qA^*} e^{qV_b/kT}, \tag{1.34}$$

unde $A^* = (4\pi qk^2m^*/h^3)$ este constanta lui Richardson și V_b — înălțimea barierei de potențial Schottky. În cazul semiconductorilor de tip p cu bandă îngustă, înălțimea barierei de potențial qV_b nu depășește semnificativ lărgimea benzii interzise și este independentă de lucrul de ieșire a electronilor din metal. Responsivitatea de tensiune este dată de expresia

$$\mathfrak{R} = \frac{v_0}{P_\lambda} = \frac{\eta q \lambda}{hc} R, \tag{1.35}$$

unde s-a ținut cont de relația (1.31), iar detectivitatea este dată de expresia

$$D^* = \frac{\eta q\lambda}{2hc}\left(\frac{RA}{kT}\right)^{1/2}. \tag{1.36}$$

Detectivitatea fiind legată direct de puterea echivalentă de zgomot (ecuația (1.2)) este o mărime care caracterizează direct sensibilitatea detectorului. Relațiile de mai sus sînt valabile atît pentru joncțiunea *p*-*n* cît și pentru dioda Schottky. Materialul cel mai util pentru detectori de infraroșu este Si (dopat) datorită posibilităților de realizare a sensorilor de imagine într-o tehnologie integrată. Însă, materialele cu cele mai bune performanțe, care pot funcționa ca detectori fie fotonductivi fie fotovoltaici, chiar la temperatura camerei, sînt compușii ternari HgCdTe și PbSnTe. În cele ce urmează vom prezenta comparativ pentru joncțiune *p*-*n* și diode Schottky, realizate din aceste materiale și din PbSnSe, valorile lui D^* calculate folosind parametrii de material prezentați în tabela 1.4 la 77K [11].

Tabela 1.4

Parametrii materialelor PbSnTe, PbSnSe și HgCdTe la 77 K

Materialul	E_g, eV	μ_n (cm²/V · s)	μ_p (cm²/V · s)	m_1/m_0,	m_t/m_0	m_t/m_0	m_t/m_0	ε_∞	ε_s
PbSnTe	0,1	2.10^4	2.10^4	0,145	0,012	0,017	0,069	53	428
PbSnSe	0,1	2.10^4	2.10^4	0,043	0,023	0,027	0,071	25	227
HgCdTe	0,1	$1,6.10^5$	9.10^2	0,007	0,007	0,007	0,007	12,6	18,1

În figura 1.2 sînt reprezentate valorile produsului RA, (1.33) și (1.34), în domeniul de temperatură $50 \div 200$ K. Pentru calculul lui $E_g(T)$ la diverse temperaturi s-a utilizat relația $E_g = R_g(0) + \beta T$, unde $\beta = 4 \cdot 10^{-4}$; $4{,}5 \cdot 10^{-4}$ și $3 \cdot 10^{-4}$ eV/K pentru PbSnTe, PbSnSe și, respectiv,

HgCdTe. Timpul de viață s-a considerat că este determinat de recombinarea Auger bandă-bandă și pentru calculul la diverse temperaturi în compușii PbSnTe și PbSnSe s-au utilizat relațiile [12]:

$$\tau_n = \frac{1}{r_n p^2}; \quad \tau_p = \frac{1}{r_p n^2}$$

în care s-a presupus $r_n = r_p = r_A$, unde r_A este coeficientul de recombinare Auger [13]. Pentru aceste două materiale variația cu temperatura

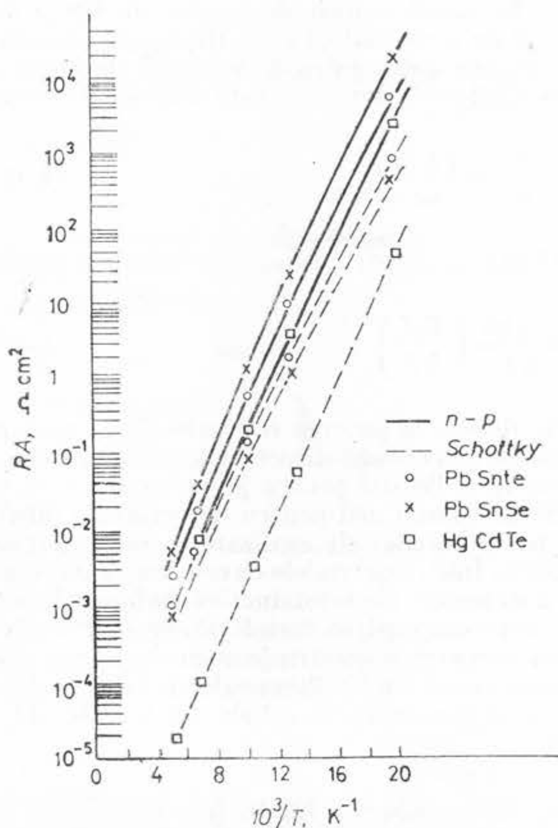


Fig. 1.12. — Produsul RA pentru fotodiode cu joncțiune p-n și cu barieră Schottky.

a masei efective este de forma $m^*(T) = M^*(0)E_g(T)/E_g(0)$, iar mobilitatea electronilor s-a luat identică cu a golurilor și s-a considerat proporțională cu $T^{-2,6}$. Pentru HgCdTe s-au folosit următoarele expresii ale timpului de viață

$$\tau_n = 2\,\tau_{Ai}(n_i/p)^2; \quad \tau_p = 2\,\tau_{Ai}(n_i/n)^2,$$

unde τ_{Ai} este timpul de viață Auger intrinsec [14]. Se observă că produsul RA este mai mare pentru joncțiunile p-n decît pentru diodele Schottky și, de asemenea, are valoarea cea mai mare pentru PbSnSe și valoarea cea mai mică pentru HgCdTe. În tabela 1.5 sînt prezentate valorile detectivității calculate pentru joncțiuni p-n și diode Schottky, la 77K, pentru lun-

gimea de undă de prag $\lambda_0 = 12,4$ μm ($E_g \simeq 0,1$eV). În acelaşi tabel este reprezentată şi capacitatea stratului de baraj pe unitatea de arie, folosind concentraţia purtătorilor de sarcină $N = np/(n+p) = 10^{16}\text{cm}^{-3}$, pentru

Tabela 1.5

Valorile lui RA, D^* şi C/A pentru fotodiode

Material	Diode Schottky		Joncţiuni p-n		
	RA, Ωcm²	D^*, cmHz$^{1/2}$/W	RA, Ωcm²	D^*, cmHz$^{1/2}$/W	C/A, F/cm²
PbSnTe	1,9	$2,1 \cdot 10^{11}$	9,8	$4,8 \cdot 10^{11}$	0,56
PbSnSe	1,2	$1,7 \cdot 10^{11}$	28,5	$8,2 \cdot 10^{11}$	0,4
HgCdTe	0,06	$3,7 \cdot 10^{10}$	4,1	$3,1 \cdot 10^{11}$	0,11

joncţiunea p-n şi concentraţia purtătorilor în materialul de tip p de 10^{16} cm^{-3} în cazul barierelor Schottky. În comparaţie cu fotoconductorii, fotodiodele au avantajul că au timpul de răspuns mai mic şi se folosesc în aplicaţiile la înaltă frecvenţă, ca de exemplu în comunicaţiile cu laseri în domeniul de lungimi de undă unde nu se pot folosi fotomultiplicatorii. Viteza de răspuns este determinată de constanta de timp RC, de timpul de tranzit şi de timpul de viaţă a purtătorilor de sarcină. În detectorii fotovoltaici practici mecanismul de generare a purtătorilor de sarcină este efectul fotoelectric intrinsec.

1.8. Fotodiode cu avalanşă

În fotodioda cu avalanşă, purtătorii generaţi prin efect fotoelectric generează la rîndul lor perechi electron-gol cînd se deplasează prin regiunea de sarcină spaţială a structurii. Aceste fotodiode funcţionează în general la polarizare inversă. Generarea perechilor electron-gol are loc în cîmpuri electrice intense, de ordinul 10^5 V/cm, şi se caracterizează prin coeficienţii de ionizare α pentru electroni şi β pentru goluri. Aceşti coeficienţi variază puternic cu cîmpul electric după o lege de forma $\exp(-\mathcal{E}_0/\mathcal{E})$ [4] iar coeficientul M, de multiplicare a purtătorilor de sarcină, variază cu tensiunea aplicată după legea empirică

$$M = K\left(1 - \frac{V}{V_s}\right)^{-1},$$

unde K este o constantă şi V_s — tensiunea de străpungere. La tensiuni mari 1/M este o funcţie liniară de tensiunea aplicată, aşa cum se observă în figura 1.13, pentru o fotodiodă, cu structură mesa, din siliciu [15]. La proiectarea fotodiodelor cu avalanşă trebuie luate precauţii speciale pentru a asigura uniformita-

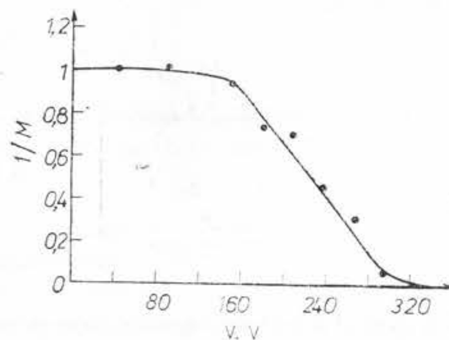


Fig. 1.13. — Dependenţa de tensiune aplicată a coeficientului de multiplicare a purtătorilor de sarcină.

tea spațială a multiplicării purtătorilor de sarcină pe întreaga arie sensibilă la radiație a diodei. Microplasmele sînt regiuni mici care au tensiunea de străpungere mai mică decît restul joncțiunii, ceea ce limitează amplificarea dispozitivului. Selecția materialelor fără defecte și condițiile de puritate din timpul preparării poate conduce la diode fără regiuni de microplasmă. De asemenea, pot apare neuniformități spațiale ale coeficientului de multiplicare datorită neomogităților de dopaj ale materialului inițial sau neomogenităților profilului de difuzie. Un alt neajuns este legat de faptul că în dispozitivele planare cîmpul electric la marginile joncțiunii este mai intens decît în interiorul său. Această deficiență poate fi înlăturată prin realizarea unei structuri cu inel de gardă (fig. 1. 14 a). La prepararea acestei structuri se folosesc două procese de difuzie : o difuzie pentru a forma inelul de gardă de tip n și o difuzie pentru a forma joncțiunea activă n^+p. O structură analogă poate fi structura complementară p^+n precum și dioda Schottky cu inel de gardă (fig. 1.14 *b*). Primul strat, notat cu *1* este un strat antireflectant iar stratul metalic, *2*, este un strat semitransparent. Cu toate că inelul de gardă conduce la creșterea tensiunii de străpungere a structurii, totuși acesta conduce la creșterea capacității și la micșorarea vitezei de răspuns.

Pentru a elimina și acest neajuns se utilizează o structură inversată numită și de adîncime, reprezentată în figura 1.14 *c* [16]. Se realizează întii epitaxial joncțiunea np^+ apoi se formează prin difuzie regiunea p și contactul n^+ care este îngust. Structura optimă se realizează prin ajustarea grosimii și concentrației de dopaj ale regiunii n. O altă metodă de a evita realizarea unui inel de gardă constă în a da structurii o astfel de formă încît cîmpul electric, în regiunea unde joncțiunea p-n atinge suprafața, să fie mai mic decît în regiunea activă a detectorului. O asemenea structură, mesa-înclinată, care se mai numește și structură cu suprafață conturată este reprezentată în figura 1.14 *d*. Întîi se formează joncțiunea p^+ n, de exemplu, prin difuzia Ga în Si-n de rezistivitate mare. Apoi structura se taie la margini astfel ca acestea să fie înclinate sub un unghi de $6 \div 10°$. O altă structură, reprezentată în figura 1.14 *e*, este n^+ p π p^+. Regiunea n^+ este contact ohmic și în același timp inel de gardă pentru joncțiunea n^+p, deoarece ea vine în contact și cu regiunea π slab dopată. Grosimile și concentrațiile regiunilor n^+ și p se proiectează astfel încît stratul de baraj din regiunea p să vină în contact cu regiunea π atunci cînd coeficientul de amplificare atinge va-

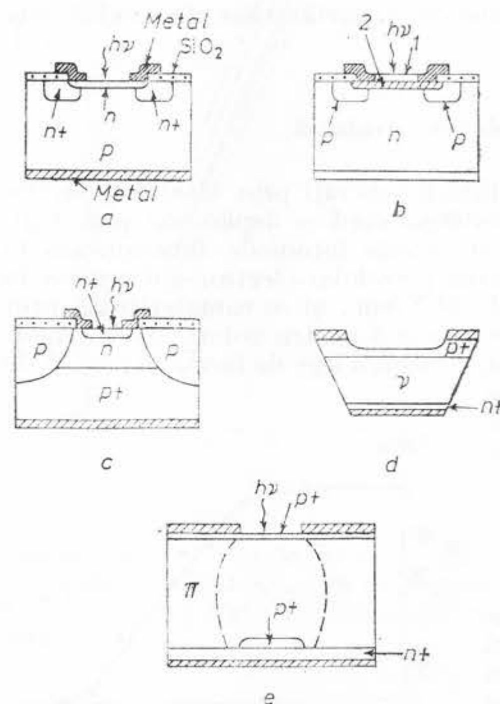


Fig. 1.14. — Tipuri de fotodiode cu avalanșă.

loare 10 ÷ 20. Cu creșterea în continuare a tensiunii de polarizare inversă, coeficientul de amplificare se modifică mai puțin deoarece stratul de baraj se extinde în regiunea π și deci valoarea maximă a cîmpului în regiunea n^+p se modifică mai puțin. Pe același principiu s-au realizat și fotodiode cu avalanșă metal-oxid-semiconductor [17,7]. Coeficientul de amplificare a fotocurentului în fotodiodele cu avalanșă este limitat de către efectul de saturație indus de curent precum și de către produsul amplificare × bandă de frecvență. Efectul de saturație indus de curent constă în aceea că cu creșterea curentului electric (în procesul de multiplicare), crește căderea de tensiune pe rezistența serie a diodei și pe cea de sarcină ceea ce conduce la micșorarea cîmpului electric în joncțiune și deci a coeficientului de multiplicare. Efectul de saturație se manifestă la intensități mari ale luminii, în care caz curentul multiplicat crește cu rădăcina pătrată din fotocurent și nu liniar cu acesta, cum se întîmplă la intensități mici ale luminii [18]. La intensități mici de iluminare, valoarea maximă a coeficientului de multiplicare este limitată de către curentul de întuneric. Micșorarea curentului de întuneric duce la creșterea coeficientului de multiplicare. Produsul amplificare × bandă depinde de raportul dintre ratele de ionizare a electronilor și golurilor și este invers proporțional cu valoarea medie a timpului de tranzit al purtătorilor prin regiunea de multiplicare. În cazul în care are loc generarea numai a unui singur tip de purtători de sarcină (raportul între cei doi coeficienți de ionizare este mult diferit de unitate) produsul amplificare × bandă nu mai limitează coeficientul de multiplicare.

Zgomotul în fotodiodele cu avalanșă este determinat de fluctuațiile în procesul de multiplicare a purtătorilor de sarcină [19]. În cazul cînd coeficienții de ionizare a electronilor și golurilor sînt egali între ei se obține pentru valoarea pătratică medie a curentului de zgomot alb expresia

$$\langle i_z^2 \rangle = 2qM^3 I_0 B,$$

unde I_0 este suma dintre fotocurent și curentul de întuneric iar curentul total prin circuit este $I = MI_0$. În cazul în care rata de ionizare a electronilor este mult diferită de a golurilor și procesul de multiplicare este inițiat de către purtătorii cu rata de ionizare mai mare, zgomotul este mai mic și anume

$$\langle i_z^2 \rangle = 2qM^2 I_0 B \left(2 - \frac{1}{M}\right).$$

Zgomotul este mic în fotodiodele cu joncțiune din siliciu și în fotodiodele cu barieră Schottky din GaAs. Performanțele unor fotodiode cu avalanșă sînt prezentate în tabela 1.6.

1.9. Fototranzistorul

Fototranzistorul este un tranzistor *p-n-p* sau *n-p-n* sensibil la radiație [5, 21]. Se fabrică în același mod cu tranzistorul convențional cu deosebirea că în montura tranzistorului se aplică o lentilă sau o fereastră prin care să pătrundă radiația. Materialele ce se folosesc în mod curent sînt Ge și Si. Răspunsul spectral este cuprins în domeniul 1,8 ÷ 0,4 μm pentru

Tabela 1.6

Performanțele fotodiodelor cu avalanșă

Material	Tip	λ_0, μm	τ, ns	M	V_s, V
Si(*IG*)	n^+p	0,694	0,5	100	160—220
Si(*MI*)	p^+n	1,06	10	100—200	1 500—2 000
Si	n^+p^+p	1,06	2	100	300—475
InAs	*pn*	0,5—3,5	1	100	10
InSb	*pn*	0,5—5,5	—	10	7
GaAs	Pt-*n*GaAs	0,4—0,8	1	100	60

IG-inel de gardă, *MI*-mesa înclinat,

Ge și 1,1 ÷ 0,4 μm pentru Si. Timpul de răspuns poate atinge valoarea 10^{-7}s. Un fototranzistor *n-p-n* este reprezentat în figura 1.15 [5] semnalul se culege pe rezistența de sarcină R_s și diagrama sa de benzi de energie în figura 1.16. În schema electrică din figura 1.15 electrodul bazei este lăsat în gol iar sursa de tensiune se conectează între colector și emitor cu polul pozitiv la colector. În aceste condiții joncțiunea colector-bază este polarizată invers iar joncțiunea emitor-bază este ușor polarizată direct sau practic nepolarizată. Prin iluminare se generează perechi electron-gol în vecinătatea joncțiunii colector-bază (fig. 1.16). Electronii generați se deplasează la colector iar golurile generate se deplasează în bază și încarcă baza cu sarcină pozitivă. Aceasta este similar cu o polarizare directă a joncțiunii emitor-bază și conduce la injecția electronilor din emitor în bază. Curentul

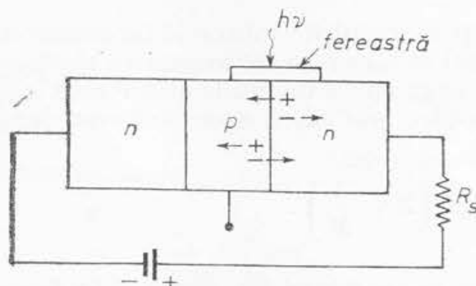


Fig. 1.15. — Fototranzistorul

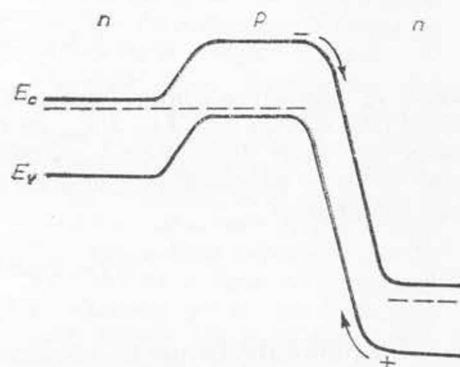


Fig. 1.16. — Diagrama de benzi de energie a fototranzistorului.

de injecție la emitor durează atît timp cît golurile generate în bază recombină sau difuzează în emitor prin joncțiunea emitor-bază. Coeficientul de amplificare al fototranzistorului este, ca și în cazul unui fotoconductor, dat de raportul dintre timpul de viață a electronilor în bază și timpul lor de tranzit prin bază. Coeficientul de amplificare *G* este dat de expresia

$$G = 1 + \sigma_e L_{pe}/(\sigma_b \cdot d),$$

unde σ_e este conductivitatea emitorului, σ_b — conductivitatea bazei, L_{pe} — lungimea de difuzie a golurilor în emitor iar d — grosimea bazei. Această relație este valabilă în condițiile în care golurile nu recombină în bază

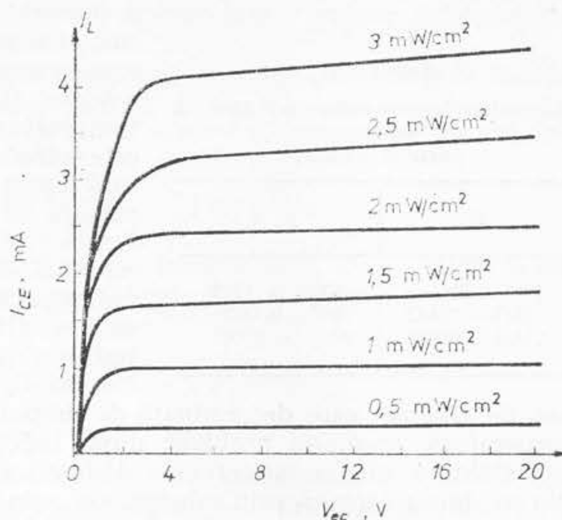


Fig. 1.17. — Caracteristicile de colector ale unui fototranzistor pentru diverse valori ale intensității luminii incidente.

și timpul lor de viață este determinat de difuzia lor în regiunea emitor [18]. În general $\sigma_e > \sigma_b$ și $L_{pe} \gg d$ astfel că G poate atinge valoarea 100. Curentul prin tranzitor este dat de expresia

$$I_L = G \, . \, I_\lambda ,$$

unde $I_\lambda = \eta \, q \, \Phi \, A$ este curentul datorat iluminării care ar curge prin tranzistor dacă acesta ar avea numai joncțiunea colector-bază. Caracteristicile de colector ale unui fototranzitor sînt reprezentate în figura 1.17. Parametrul caracteristic fiecărei curbe este intnsitatea luminii care cade pe unitatea de suprafață a fototranzistorului. Aceste curbe sînt analoge cu $I_c = f(V_{ec})$ în care parametrul caracteristic fiecăreia este curentul bazei I_b[4]. Iluminarea s-a făcut cu un bec de wolfram cu temperatura de funcționare 2 870 K (fig. 1.6).

1.10. Termistorul

Termistorul (thermally sensitive resistor) este un bolometru. Bolometrul este analogul termic al unui fotoconductor, adică rezistența sa variază sensibil cu temperatura. Coeficientului termic α al rezistenței este definit de expresia

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} .$$

De exemplu, o valoarea practică a lui α este $-3{,}4\ \%/°\mathrm{C}$. Bolometrul cu termistor este un detector sensibil în infraroșu și are responsivitate bună în domeniul $1 \div 15\ \mu$ m. El se prepară dintr-un material semiconduc-

tor sinterizat care este compus din oxizi de mangan, cobalt și nichel [22], sub formă de bară, disc, sferă, sondă etc. Domeniul de temperatură în care poate fi folosit depinde de rezistența sa R (tabela 1.7).

Deoarece variația temperaturii mediului ambiant modifică rezistența termistorului, pentru o mai corectă măsurătoare se utilizează doi termistori identici, conectați în punte, dintre care numai pe unul cade radiația de măsurat (În cazul în care se măsoară o temperatură, numai unul din termistori este introdus în incinta a cărei temperatură dorim s-o măsurăm). Un circuit de măsură în punte este reprezentat în figura 1.18, unde termistorul T_1 este de referință iar T_2 este cel pe care cade radiația. Tensiunea V_0 este proporțională cu diferența de temperatură. Inițial se ajustează, prin intermediul rezistorului R_v, valoarea zero a lui V_0. Viteza de răspuns este determinată de timpul în care termistorul revine la temperatura mediului ambiant după îndepărtarea radiației incidente.

Tabela 1.7

Rezistența termistorului la 25°C și domeniul de temperatură în care poate fi utilizat

R	*T, F*
100Ω—2kΩ	—100F la 150F
2kΩ— 75kΩ	150F—la 300F
75kΩ—500kΩ	300F la 600F

Căldura din termistor este disipată (îndepărtată) prin radiație or prin conducție termică prin substrat sau prin firele de legătură. În general, disiparea căldurii se face prin substrat și în acest caz timpul de răspuns este controlat de către raportul dintre capacitatea calorică a termistorului și conductanța termică dintre termistor și substrat.

1.11. Detectorul piroelectric

Detectorul piroelectric are performanțe foarte bune la temperatura camerei în ceea ce privește sensibilitatea și răspunsul la frecvență. Materialele piroelectrice prezintă polarizare electrică spontană care se pune în evidență prin apariția unei tensiuni între doi electrozi atașați de o parte și de alta a probei. La temperatură constantă sarcina din interior este neutralizată de către sarcina de la suprafață, astfel că nu se poate detecta o tensiune. Această sarcină de la suprafață este relativ stabilă, astfel că dacă se modifică puțin temperatura probei se modifică distribuția sarcinii din interior și deci se modifică sarcina de la suprafață și se poate detecta o tensiune. Un detector piroelectric este un capacitor format dintr-un material feroelectric sensibil la temperatură care are doi electrozi atașați pe două fețe opuse. Dacă pe detector cade o radiație modulată atunci apare o variație alternativă ΔT a temperaturii acestuia și o sarcină alternativă

$$\Delta Q = p\, A\, \Delta\, T,$$

unde p este coeficientul piroelectric și A — aria detectorului prin care se absoarbe radiația. Curentul dat detector este proporțional

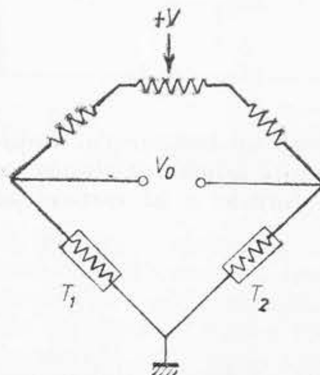


Fig. 1.18. — Circuit de măsură cu termistori.

cu rata de variație a temperaturii

$$i_s = pA \frac{\mathrm{d}(\Delta T)}{\mathrm{d}t},$$

iar tensiunea V ce se dezvoltă pe o rezistență R conectată în serie cu detectorul este $V = i_s R$. Dacă puterea radiată P este modulată cu frecvența $\omega/2\pi$

$$P(t) = P_0 \exp\ (\mathrm{j}\omega t), \qquad \mathrm{j} = \sqrt{-1},$$

și din ea se convertește în căldură numai fracțiunea η, atunci variația de temperatură se găsește din ecuația diferențială

$$\mathcal{C} \frac{\mathrm{d}(\Delta T)}{\mathrm{d}t} + G\,\Delta T = \eta\, P_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t},$$

unde $\mathcal{C} = c\rho l a$ este capacitatea calorică a detectorului, G — conducția termică între detector și mediul înconjurător, c — căldura specifică, ρ — densitatea, l — lungimea și A — aria detectorului.

Din relația de mai sus se obține

$$\Delta T = \frac{\eta\, P_0\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}}{G + j\,\omega\,\mathcal{C}} \ \text{și}\ i_s = \frac{\eta p\, A\, P_0\, \omega\, \tau}{\sqrt{2}\, \mathcal{C} \sqrt{1 + \omega^2\, \tau^2}},$$

unde $\tau = \mathcal{C}/G$.

În general $\omega\tau \gg 1$, astfel că

$$i_s = \eta\, p\, A\, \frac{P_0}{\mathcal{C}}.$$

Tensiunea v_s măsurată pe detector este

$$v_s = \frac{i_s\, R_d}{(1 + \omega^2\, R_d^2\, C_d^2)^{1/2}},$$

unde R_d și C_d sînt rezistența echivalentă și capacitatea detectorului. În general $\omega^2 R^2 C^2 \gg 1$ și avînd în valoare că $C_a = \varepsilon\varepsilon_0/A$ se obține

$$v_s = \frac{\eta\, p\, P_0}{\sqrt{2} c\, \rho A\, \varepsilon\, \varepsilon_0}.$$

Dintre materialele feroelectrice utilizate în detectorii piroelectrici cităm [23] : TGS (sulfat de triglicină), $LiTaO_3$ (tantalat de litiu), $Pb_5Ge_3O_{11}$

(germanat de plumb), PL_zT (titanat zirconat de plumb dopat cu lanțhan), PL_z (titanat zirconat de plumb), PVF_2 (diflorura de polivinil) și NiBr boraxat. Caracteristicile acestor materiale sînt prezentate în tabela 1.8, unde ε este permitivitatea relativă și tg δ este tangenta de pierderi dielectrice. Puterea echivalentă de zgomot limitată de fluctuațiile de temperatură este

$$P_z(\Delta T) = (1/\eta)\,(4k\,T^2\,G)^{1/2},$$

Tabela 1.8

Caracteristicile materialelor piroelectrice

Material	p, $C \cdot cm^{-2}K^{-1}$	c, $J \cdot K^{-1}\,cm^{-3}$	ε	tg δ	Φ	$q(J_m)$
TGS	$3{,}5 \cdot 10^{-8}$	2,5	30	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-8}$	0,6
$LiTaO_3$	$2{,}3 \cdot 10^{-8}$	3,2	47	10^{-4}	$1{,}9 \cdot 10^{-7}$	0,14
$Pb_5Ge_3O_{11}$	$2 \cdot 10^{-8}$	2	65	10^{-3}	$5{,}5 \cdot 10^{-8}$	0,4
PLzT	$1 \cdot 10^{-7}$	2,6	140	$5 \cdot 10^{-3}$	$2{,}3 \cdot 10^{-8}$	1
PZT	$3{,}5 \cdot 10^{-8}$	3	250	10^{-3}	$1{,}6 \cdot 10^{-8}$	1,5
PVF_2	$8 \cdot 10^{-9}$	2,4	10	10^{-2}	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	1,3
NiBr boraxat	$1{,}4 \cdot 10^{-8}$	2	10	10^{-3}	$9{,}9 \cdot 10^{-8}$	0,25

iar puterea echivalentă de zgomot limitată de zgomotul Johnson este dată de expresia

$$P_z[J_m) = (1/\eta p)\,\{8k\,TGc\;\varepsilon\varepsilon_0\,\mathrm{tg}\,\delta\}^{1/2}.$$

Cele mai bune performanțe le au detectorii pentru care raportul

$$q(J_m) = \frac{P_z(J_m)}{P_z(\Delta T)} = \frac{1}{p}\left\{\frac{2c\;\varepsilon\varepsilon_0\,\mathrm{tg}\,\delta}{\eta\,T}\right\}^{1/2}$$

are valoarea minimă, ceea ce se obține cînd

$$\Phi = p\{c\;\varepsilon\;\mathrm{tg}\;\delta\}^{-1/2}$$

are valoarea maximă. Valorile acestor mărimi pentru diverse materiale sînt prezentate în tabela 1.8. Apare evident că pentru a obține performanțe bune trebuie ca pierderile dielectrice să fie cît mai mici. În fig. 1.19 se reprezintă comparativ detectivitatea în funcție de lungimea de undă a detectorilor în infraroșu. Se observă că detectorul piroelectric are detectivitatea independentă de lungimea de undă [24]. Ariile detectorilor măsurați au următoarele valori în mm^2: (a) 1; (b) 2; (c) 10; (d) 6; (e) 6; (f) 4; (g) 20; (h) 10; (i) 10; (j) 3; (k) 7; (l) 7; (m) 20. Ultimii patru detectori reprezentați în figură funcționează la temperatura camerei.

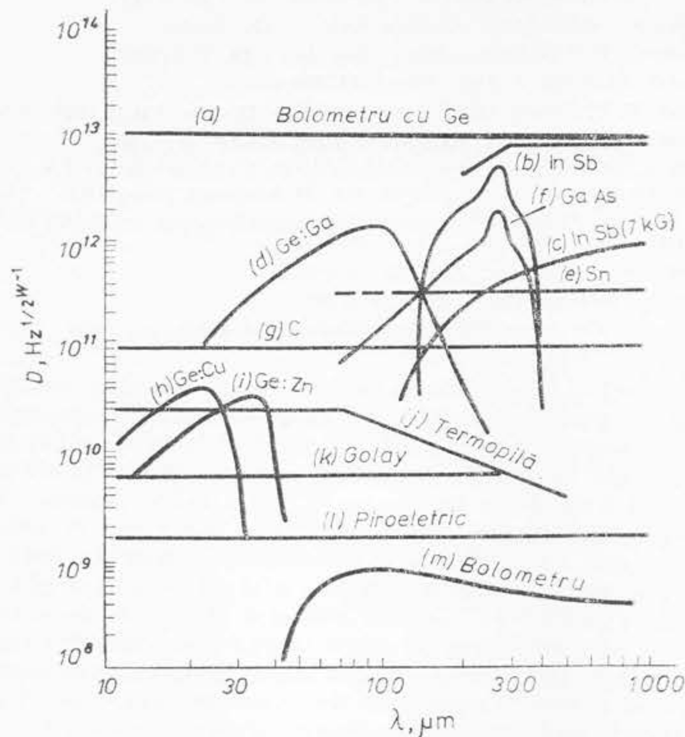


Fig. 1.19. — Dependența de temperatură a detectivității pentru diverși detectori.

BIBLIOGRAFIE

1. F. R. Arams, *Infrared-to-millimeter wavelength detectors*, Artech House Inc., Dedham, 1973.
2. R. H. Kingston, *Detection of optical and infrared radiation*, Springer-Verlag, 1978.
3. P. W. Kruse, *Optical and Infrared detectors*, in Topics in Applied Physics, vol. 19, Springer-Verlag, 1977.
4. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, București 1978.
5. V. Dolocan, *Electronica stării solide*, Universitatea București, 1979.
6. A. van der Ziel, *Noise. Characterization and measurements*, Prentice Hall, 1970.
7. * * * *Infrared detectors*, II, în Semiconductor and semimetals, vol. 12, Academic Press, 1977.
8. V. Dolocan, Teză de doctorat, București, 1970.
9. M. A. Kinch, S. R. Borrello, A. Simmons, Infrared Phys., **17**, 127 (1977).
10. Galus, T. Persak, J. Piotrovski, Infrared. Phys., **19**, 649 (1979).
    D. Genzov, M. Grudzien, J. Piotrovski, Infrared. Phys., **20**, 133 (1980).
11. S. Gupta, B. Sharma, V. Agashe, Infrared. Phhys., **19**, 545 (1979).
12. H. Preir, Infrared., Phys., **18**, 43 (1978).
13. P. R. Emtage, J. Appl. Phys., **47**, 2565 (1976).

14. M. Kinch, M. Bran., A. Simmons, J. Appl. Phys., **44**, 1649 (1973).
15. K. M. Johnson, IEEE Trans. Electron Devices, **12**, 55(1965).
16. D. P. Kennedy, R.R.O. Brien, IBM J. Res. Dev., **10**, 213 (1966).
17. N.A. Foss, S. A. Ward, J. Appl. Phys., **44**, 728 (1973).
18. H. Melchior, W. T. Lynch, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-13**, 829 (1966).
19. R. D. Boertsch, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-13**, 987 (1966).
20. D. H. Seib, L. W. Aukerman, *Photodetectors for the 0,1 to öm spectral region in Advances in electronics and electron physics*, vol. 34 Academic Press, 1973.
21. I. Dima, I. Licea, *Fenomene fotoelectrice în semiconductori și aplicații*, Edit. Academiei, București, 1980.
22. E. M. Wormser, J. Opt. Soc. Am., **43**, 15 (1953).
23. E. H. Putley, Infrared Phys., **20**, 149 (1980).
24. M. F. Kimmitt, *Far Infrared Techniques*, Pion Limited, London, 1970.

Capitolul 2

LASERI CU SEMICONDUCTOARE

2.1. Considerații generale

Realizarea primilor laseri cu semiconductoare a fost anunțată în anul 1962, aproape simultan de către trei grupuri de lucru conduse de Hall [1], Nathan [2] și Quist și Rediker [3]. Laserii erau constituiți din joncțiuni *p-n*, din GaAs și funcționau la polarizare directă la temperatura azotului lichid, radiația emisă avînd lungimea de undă de 8 400 Å. Menționăm că laserul cu joncțiune *p-n* a fost propus teoretic independent (între anii 1957–1961) de către Nishizawa și Watanable [4], Basov și colaboratorii [5] și Aigrin [6], iar Dumke a arătat că efectul laser este posibil în semiconductoarele cu bandă interzisă directă [7]. Laserii cu joncțiuni au dezavantajul utilizării unui curent mare de prag ceea ce-i face impracticabil la temperatura camerei. Acest neajuns a fost înlăturat prin realizarea laserilor cu heterojoncțiuni, care pot funcționa continuu la temperatura camerei [8–10]. Ideea folosirii heterojoncțiunilor a fost propusă de Kroemer [11] iar realizarea a fost posibilă numai după prepararea structurilor de tipul GaAs-AlGaAs [12]. După introducerea laserilor cu heterojoncțiuni a apărut un alt neajuns : degradarea lor foarte rapidă [13]. După cîțiva ani de cercetări s-a ajuns la concluzia că degradarea s-ar datora unor defecte cum ar fi dislocațiile [14–15]. Prin controlul și micșorarea concentrației acestor defecte, timpul de funcționare a laserilor poate fi mărit considerabil ($\sim 10^4$ ore) [16]. Datorită îmbunătățirii în ultimii ani a performanțelor fotodiodelor cu avalanșă și fibrelor optice, devine posibil să se folosească laserii cu semiconductoare în comunicații optice. Aceasta ar fi prima aplicație promițătoare a laserilor cu semiconductoare în afara aplicațiilor militare [17]. Timpul de funcționare de 10^4 ore ar fi suficient pentru cele mai multe aplicații uzuale cu condiția ca costul să fie mic și întreținerea ușoară sau ca noile sisteme (pe bază de laseri cu semiconductoare) să fie net superioare celor existente. Niciuna din aceste cerințe nu este îndeplinită pînă în prezent.

Pentru ca laserii cu semiconductoare să aibă aplicații reale pe scară largă trebuie să se rezolve următoarele probleme : cost mic, viață lungă garantată, cuplarea atît dimensională cît și spectrală cu fibrele optice, viteza de modulare, sensibilitatea la temperatură, distorsiunea etc. Înainte ca dispozitivul să fie utilizat el trebuie să fie proiectabil și reproductibil din punct de vedere tehnologic, ceea ce nu se poate face decît după o cunoaștere a fizicii dispozitivului. Avînd în vedere progresele recente în controlul calității creșterii cristalelor se poate vorbi de o comparare între teorie și experiență. În ceea ce privește tehnologia fibrelor optice s-au realizat progrese în fabricarea fibrelor din cuarț care au o pierdere de transmisie minimă

şi dispersie minimă în domeniul de lugime de undă 1,3÷1,6 μm. De aceea sînt cercetate intens sursele şi detectorii de lumină din acest domeniu de lungimi de undă.

2.2. Emisia stimulată. Efectul laser

Considerăm două nivele de energie E_1 şi E_2 aparţinînd unui atom sau molecule care se află în interacţie cu un cîmp de radiaţie al unui corp negru aflat la temperatura T care are densitatea de fotoni dată de formula lui Planck

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \tag{2.1}$$

unde c este viteza luminii în vid. Tranziţia poate avea loc pe calea 1–2 şi pe calea 2–1. Tranziţia 2–1 este un proces de recombinare şi 1–2 este un proces de generare (capitolul 1). În prima tranziţie se emite iar în a doua tranziţie se absoarbe un foton de energie $h\nu = E_2 - E_1$. Rata de tranziţie a electronilor de pe nivelul 1 pe nivelul 2 (fig. 2.1 *a*) este dată de expresia

$$R_{12} = B_{12}\,\rho(\nu), \tag{2.2}$$

iar rata de tranziţie de pe nivelul 2 pe nivelul 1 (fig. 2.1 *b*), este dată, conform teoriei lui Einstein, de expresia

$$R_{21} = B_{21}\rho(\nu) + \frac{1}{\tau_s}, \tag{2.3}$$

Fig. 2.1. – Tranziţiile electronului între două nivele de energie.

unde τ_s este timpul de emisie spontană iar B_{12} şi B_{21} sînt nişte constante ce trebuie determinate. Tranziţia 2–1 se poate face spontan sau stimulat sub acţiunea cîmpului de radiaţie). Notăm cu n_1 şi n_2 numărul de electroni de pe cele două nivele 1 şi, respectiv, 2. La echilibru termic ratele de tranziţie în cele două sensuri trebuie să fie egale

$$n_1 R_{12} = n_2 R_{21}. \tag{2.4}$$

Raportul

$$(n_2/n_1) = (g_2/g_1)\exp\left[-(E_2 - E_1)/kT\right],$$

unde g_1 şi g_2 sînt degenerările celor două nivele. Din ecuaţiile (2.2) – –(2.4) se obţine

$$\rho(\nu) = \frac{\dfrac{g_2}{g_1}\dfrac{1}{\tau_s}e^{-h\nu/kT}}{B_{12} - B_{21}(g_2/g_1)e^{-h\nu/kT}}. \tag{2.5}$$

Am notat $E_2 - E_1 = h\nu$. La echilibru termic $\rho(\nu)$ dat de relaţia (2.5) trebuie să fie egală cu cel dat de relaţia (2.1). Rezultă

$$B_{12} = B_{21}\,(g_2/g_1),$$

$$\frac{1}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3\tau_s}{c^3} \tag{2.6}$$

şi rata de tranziţie de emisie stimulată este dată de expresia

$$(R_{21})_{\text{stim}} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3\tau_s}\rho(\nu). \quad (2.7)$$

La emisia stimulată se generează un foton, care are aceeaşi frecvenţă, direcţie de propagare şi fază ca şi fotonul stimulator. La emisia spontană se generează fotoni care se propagă în direcţii întîmplătoare şi au faze, de asemenea, întîmplătoare (aleatorii).

Atunci cînd mai mulţi atomi din sistem se află în starea de excitaţie E_2 decît în starea fundamentală E_1 spunem că sistemul prezintă inversie de populaţie. În prezenţa unui cîmp de radiaţie cu $h\nu = E_2 - E_1$, într-un asemenea sistem emisia stimulată va depăşi absorbţia fotonilor şi mai mulţi fotoni de energie $h\nu$ vor părăsi sistemul în comparaţie cu numărul de fotoni care intră în sistem. Acest proces poartă numele de amplificare cuantică. Să considerăm un semiconductor (fig. 2.2) în care s-a realizat inversia de populaţie. Banda de conducţie este ocupată cu electroni pînă

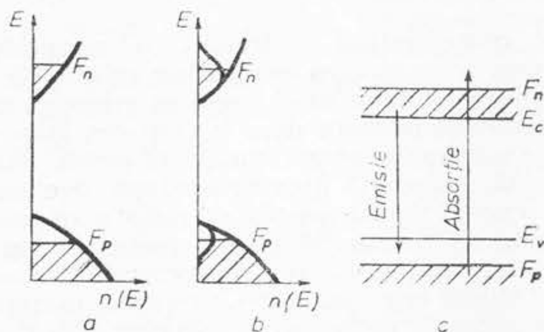


Fig. 2.2. — Energia în funcţie de densitatea de stări în cazul inversiei de populaţie la $T = 0\text{K}(a)$ şi $T > 0\text{K}(b)$.

la nivelul Fermi, F_n, iar banda de valenţă este liberă pînă la nivelul Fermi, F_p. Inversia de populaţie se poate realiza, de exemplu, prin excitarea cu fotoni de energie $h\nu > E_g$, unde E_g este lărgimea benzii interzise a semiconductorului. Tranziţia electronilor din stări de energie E, din banda de conducţie, în stări de energie $E - h\nu$, în banda de valenţă, se face cu emisie de fotoni de energie $h\nu$. Rata de emisie este egală cu produsul dintre densitatea de stări ocupate cu electroni, din banda de conducţie, $\rho_c(E)f_c(E)$ şi densitatea de stări neocupate din banda de valenţă, $\rho_v(E - h\nu)(1 - f_v(E-h\nu))$, unde $\rho(E)$ şi $f(E)$ sînt densitatea de stări de energie şi, respectiv, funcţia de distribuţie a electronilor în cele două benzi, de conducţie, şi, respectiv, de valenţă. Rata totală de emisie se obţine integrînd pe toate energiile

$$R_e = B\int \rho_c(E)f_c(E)\rho_v(E - h\nu)\,[1 - f_v(E - h\nu)]\mathrm{d}E.$$

În mod analog, rata de absorbţie a fotonilor este

$$R_a = B\int \rho_v(E - h\nu)f_v(E - h\nu)\,\rho_c(E)\,[1 - f_c(E)]\mathrm{d}E.$$

Constanta de proporţionalitate în cele două relaţii este aceeaşi şi conţine pătratul elementului de matrice al tranziţiei $\langle M \rangle$

$$B = (4\bar{n}q^2h\nu/m^2h^2c^3)|\langle M \rangle|^2 \,.\, \text{vol},$$

unde $\bar{n}$ este indicele de refracţie al semiconductorului şi „vol" este volumul semiconductorului. Pentru amplificarea radiaţiei este necesar ca $R_e > R_a$ şi din relaţiile de mai sus rezultă

$$F_n - F_p > h\nu, \tag{2.8}$$

unde F_n este cvasinivelul Fermi din banda de conducţie şi F_p este cvasinivelul Fermi din banda de valenţă. Dacă nu există reguli de selecţie, integralele peste banda de conducţie şi peste banda de valenţă, în relaţiile de mai sus, se pot face independent şi se găseşte pentru rata totală de emisie expresia

$$R_e = Bnp, \tag{2.9}$$

unde n şi p sînt concentraţiile electronilor şi, respectiv, golurilor. În semiconductori, prin recombinarea electronilor cu golurile are loc emisia de radiaţie. Densitatea fotonilor emişi creşte cu creşterea ratei de recombinare. Creşterea densităţii fotonilor duce la creşterea ratei de recombinare, ş.a.m.d. Fotonii de o anumită energie stimulează emisia fotonilor de aceeaşi energie. Dacă există o anumită distribuţie (după frecvenţă) a spectrului de radiaţie (care poate fi numai spectrul de radiaţie spontană), în acord cu cele de mai sus, datorită emisiei stimulate spectrul se îngustează în jurul frecvenţei maximului distribuţiei radiaţiei (pentru că la această frecvenţă numărul fotonilor iniţiali este mai mare). Creşterea maximului distribuţiei radiaţiei emise se numeşte cîştig sau amplificare. Dacă această creştere este supraliniară cu excitarea, procesul se numeşte supraradiant. În cazul supraradianţei, deşi spectrul se îngustează, radiaţia rămîne incoerentă deoarece se amplifică numărul de fotoni de toate fazele. Pentru a se obţine efectul laser este necesar să fie satisfăcute următoarele condiţii : (1) cîştigul să fie cel puţin egal cu pierderile şi (2) radiaţia să fie coerentă în fază. Relaţia generală a amplificării într-un sistem în care au loc tranziţii spontane şi tranziţii induse se deduce folosind cazul clasic al corpului negru la care ne-am referit la începutul acestui paragraf. Luînd în considerare interacţia dintre fotoni şi electroni într-un semiconductor, rata de variaţie a densităţii fotonilor $\rho(\nu)$ este dată de ecuaţia

$$\mathrm{d}(\rho\Delta\nu)/\mathrm{d}t = \frac{n_2}{\tau_s}\Delta\nu + (B_{21}n_2 - B_{12}n_1)\rho\Delta\nu, \tag{2.10}$$

unde $\Delta\nu$ este lărgimea benzii de frecvenţă (a liniei) ceea ce presupune că radiaţia are frecvenţa cuprinsă între ν şi $\nu + \Delta\nu$.

Soluţia ecuaţiei (2.10) este de forma $\exp(-\alpha L)$, unde s-a utilizat relaţia $t = L/c$, L fiind lungimea cavităţii iar α coeficientul de absorbţie şi are valoarea

$$\alpha = -2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}\,\frac{c^2}{8\pi\nu^2\tau_s\,\Delta\nu\bar{n}}\left(n_2 - \frac{g_2}{g_1}n_1\right). \tag{2.11}$$

Cînd α are semn negativ, unda se amplifică ($-\alpha$ este factorul de amplificare sau cîștigul și se notează cu g). Pentru $g_2 = g_1$, coeficientul de amplificare este proporțional cu $(n_2 - n_1)$. La echilibru termic $n_1 > n_2$ și pentru a obține amplificare trebuie să se realizeze inversia de populație, adică $n_2 > n_1$. După cum am observat, în semiconductoare realizarea inversiei de populație are loc atunci cînd este îndeplinită condiția (2.8) [18], condiție care se obține din (2.11) dacă se înlocuiesc valorile lui n_2 și n_1 cu

$$n_2 = \int \rho_c(E)\, f_c(E)\, \mathrm{d}E,$$

$$n_1 = \int \rho_v(E) f_v(E) \mathrm{d}E.$$

Pînă aici s-a discutat numai condiția ca rata de emisie stimulată să depășească rata de absorbție indusă. Această condiție este satisfăcută atunci cînd este îndeplinită relația (2.8). Într-adevăr, așa cum reiese din figura 2.2.c, un foton emis, de energie $h\nu = E_c - E_v$, nu poate fi reabsorbit și genera purtători liberi deoarece pentru aceasta este nevoie de o energie mai mare, $F_n - F_p > E_c - E_v$. Efectul laser începe atunci cînd amplificarea, g, egalează toate pierderile din sistem.

Această condiție se scrie [19]

$$g \geqslant \alpha' + \frac{1}{L} \log \frac{1}{R} + \alpha_{\mathrm{dif}}. \tag{2.12}$$

Cu α' s-au notat pierderile datorate absorbției luminii în regiunea activă (unde are loc amplificarea); $(1/L)\log(1/R)$ reprezintă pierderile prin transmisie iar α_{dif} reprezintă pierderile prin difracție. α' poate să reprezinte numai coeficientul de absorbție pe purtători liberi și se poate scrie [7]

$$\alpha' = \sigma_n n + \sigma_p p,$$

unde pentru σ_n și σ_p au fost deduse următoarele valori [20] : σ_p (300K) = $= 0{,}6 \cdot 10^{-17}\mathrm{cm}^2$; $\sigma_p(77\mathrm{K}) = 0{,}17 \cdot 10^{-17}\ \mathrm{cm}^2$; σ_n (300K) = σ_n(77K) = $= 0{,}5 \cdot 10^{-17}\ \mathrm{cm}^2$. Pentru a evalua termenul de pierdere prin transmisie se consideră cavitatea din figura 2.3 în care suprafețele 1 și 2 sînt parțial reflectante și au coeficienții de reflexie R_1 și, respectiv, R_2. Suprafețele reflecetante sînt plan-paralele și distanța dintre ele este L. Se consideră o sursă de lumină în centrul cavității care emite lumină de intensitate I_0 către suprafața 1. Dacă notăm cu g amplificarea pe unitatea de lungime și cu α pierderile pe unitatea de lungime, intensitatea luminii în centrul cavității după traversarea spațiului $2L$ este [1].

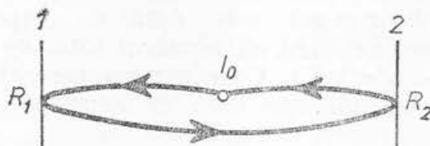


Fig. 2.3. — Cavitatea Fabry-Perot.

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp\ (2g\,L - 2\alpha L). \tag{2.13}$$

Lumina se reîntoarce în punctul de unde a plecat după două reflexii la cele două suprafețe. Atunci cînd amplificarea este mai mare sau egală decît pierderile, lumina sosește în punctul de plecare cel puțin cu aceeași intensitate cu care a plecat, adică în relația (2.13), $I \geqslant I_0$ și rezultă

$$1 \leqslant R_1 R_2 \exp(2gL - 2\alpha L).$$

Considerînd $R_1 = R_2$ și logaritmînd se obține expresia (2.12), unde s-a notat $\alpha^1 + \alpha_{dif} = \alpha$. Coerența se obține prin amplificarea acelor unde electromagnetice care formează unde staționare în cavitate. Evident că dimensiunile cavității se aleg așafel ca radiația emisă de sistemul respectiv să formeze unde staționare. Undele staționare se formează atunci cînd cavitatea conține un număr întreg de jumătăți de lungime de undă.

2.3. Metode de realizare a inversiei de populație în semiconductoare

Realizarea inversiei de populație se poate obține prin pompaj optic [22], prin pompaj cu fascicol de electroni [23] și electric. În cazul pompajului optic se generează în semiconductor perechi electron-gol prin iradierea cu lumină, provenită de exemplu de la un laser. Purtătorii generați recombină între ei și dau radiație laser. Cu un laser din GaAs cu joncțiune s-a iradiat o probă omogenă semiconductoare de InSb. Radiația laser emisă de GaAs are lungimea de undă, de 0,84 μ m iar radiația laser emisă de InSb are lungimea de undă de 5,3 μm [24]. De asemenea, cu ajutorul unui laser cu GaAs cu joncțiune a fost excitat un laser din InAs (semiconductor omogen), cu ajutorul unui laser cu He-Ne (6 328Å) a fost excitat un laser omogen din CdSe (6900 Å) etc. Metoda de pompaj optic se utilizează în special în acele cazuri în care este dificil să se realizeze joncțiune *p-n* cu semiconductorul respectiv.

O altă metodă de realizare a inversiei de populație constă în bombardarea semiconductorului cu fascicol de electroni de energie mare. Electronii pătrund în semiconductorul bombardat și generează perechi electron gol care, apoi, recombină și dau radiație laser. Avînd în vedere că se pot obține energii mari (aproximativ 200 keV) ale fascicolului de electroni,se poate realiza inversie de populație în materialele cu bandă interzisă mare. Prin această metodă s-a obținut radiație laser ultravioletă în ZnS [25]. Fascicolul de electroni pătrunde în material pe o adîncime de 5 —10 μm. Adîncimea, d, de pătrundere a electronului de energie E este dată de expresia [26] $d \simeq aE^{3/2}$, unde a este o constantă. Energia E_p necesară pentru generarea unei perechi electron-gol este dată de expresia $E_p = (14/5)E_g + E'$, unde E' este proporțional cu numărul total de fononi optici implicat în proces ($0{,}5 < E' < 1$eV). Concentrația perechilor electron-gol generate cu fascicol de electroni este dată de expresia

$$n = \frac{I}{1{,}6 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{E}{E_0} \cdot \frac{\tau}{d},$$

unde I este densitatea de curent de electroni ($I/1{,}6 \cdot 10^{-19}$ este numărul de electroni care cad într-o secundă pe o suprafață de 1 cm^2 din semiconductor) și τ — timpul de viață a perechilor electron-gol. Un asemenea

laser comercial constă dintr-un tub de sticlă vidat care conține la un capăt un tun electronic iar la celălalt capăt un cristal de CdS sub forma unui pătrat cu latura de 2,54 cm și gros de 50 μm. Realizarea pe cale electrică a inversiei de populație se poate obține prin ionizare prin ciocnire în cîmp electric intens sau prin injecție la contact. În cîmp electric intens purtătorii de sarcină capătă energie suficientă pentru a genera perechi electron-gol prin ionizare prin ciocnire dînd naștere unui proces de multiplicare în avalanșă și, prin urmare, de creștere a concentrației purtătorilor de sarcină care recombină radiant [27]. La întreruperea cîmpului electric purtătorii se termalizează (energia lor scade la valorile de la marginile benzilor respective) și spectrul de recombinare se întinde pe un domeniu mai îngust de energie în comparație cu cazul cînd cîmpul nu este întrerupt (caz în care energia purtătorilor de sarcină se întinde pe o plajă mare). Laseri cu străpungere prin ionizare în avalanșă s-au obținut în structuri p^+pp^+ din GaAs [28]. Electronii generați prin ionizarea în avalanșă în regiunea p de rezistivitate mare trec în regiunea p^+ polarizată pozitiv, unde recombină cu golurile. Dacă se realizează o cavitate Fabry-Perot se obține radiație coerentă (laser). Un caz asemănător are loc într-un domeniu Gunn [12], în materialul GaAs de tip n slab dopat. În interiorul domeniului de cîmp intens se generează, prin ionizare prin ciocnire și multiplicare în avalanșă, perechi electron-gol, care recombină radiant; apare o sursă de lumină care se deplasează cu domeniul Gunn [30]. Injecția la contact se poate obține în joncțiunea p-n polarizată direct, la contactul metal-semiconductor și în structurile metal-oxid-semiconductor. În laserul cu joncțiune p-n, regiunile p și n sînt puternic dopate (fig. 2.4a). La polarizare directă în regiunea stratului de baraj apare inversie de populație (fig. 2.4b). Aceasta este regiunea activă, în care apare efectul laser dacă îndeplinește condițiile unei cavități Fabry-Perot. Regiunea activă este deplasată în regiunea p a joncțiunii. Aceasta se datorează la mai mulți factori ce vor fi analizați în cele ce urmează [31–32]. Întîi, deoarece masa efectivă a electronilor este mai mică decît a golurilor, pentru același nivel de dopaj în regiunile n și p, $F_n - E_c > E_v - F_p$, adică nivelul Fermi pătrunde mai adînc în regiunea n decît în regiunea p. La aplicarea unei tensiuni directe, astfel că $qV = E_g + (E_v - F_p)$, se injectează electroni din regiunea n în regiunea p iar trecerea golurilor din regiunea p în regiunea n este blocată de o barieră de înălțime egală cu diferența dintre pătrunderile nivelelor Fermi în cele două benzi: $(F_n - E_c) - (E_v - F_p)$. Dacă regiunea p este mai puternic dopată decît regiunea n, cum se întîmplă de obicei, datorită apariției cozilor de stări în regiunea p, banda interzisă efectivă este micșorată față de regiunea n și nivelul Fermi pentru goluri este mai apropiat de marginea benzii de valență față de cazul

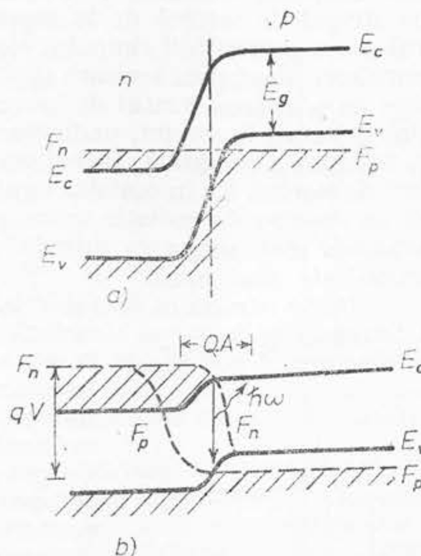


Fig. 2.4. — Diagrama de benzi de energie a joncțiunii p-n la echilibru termic (a) și la polarizare directă (b); RA = regiunea activă.

absenței cozilor de stări. Apare o situație analogă cu cea de mai sus. În general regiunea p a joncțiunii p-n este urmată de o regiune p^+. La curent mai mare poate apărea emisie radiantă și în regiunea p^+. Datorită efectului cîmpului electric în regiunea neutră, cu creșterea nivelului de injecție maximul intensității radiației se deplasează de la joncțiune către marginea regiunii $p(p^+)$ [32]. Energia fotonilor emiși în regiunea p este de 1,47 eV iar a celor emiși în regiunea p^+ este de 1,408eV, în laserul din GaAs [33].

La suprafața unui semiconductor, datorită stărilor de suprafață poate apare un strat de inversie și deci o joncțiune p —n(fig. 2.5a). La polarizare directă, cînd benzile se aplatizează se realizează inversia de populație și are loc recombinarea radiantă (fig. 2.5 b). S-a obținut în acest fel recombinare

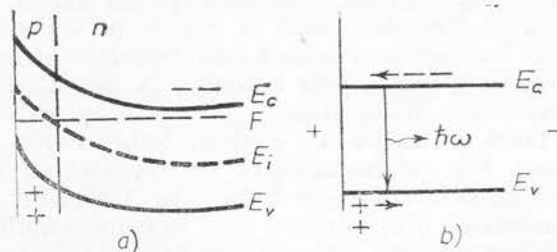


Fig. 2.5. — Apariția recombinării radiante în stratul de inversie de la suprafața unui semiconductor de tip n.

radiantă în GaAs [34] și în GaP [35]. Existența stratului de inversie nu este neapărat necesară. Pentru o anumită polaritate a tensiunii aplicată pe stratul de sarcină de la suprafață, acesta se lărgește și la o anumită valoare a intensității cîmpului electric din strat poate apărea generarea de purtători liberi prin ionizare prin ciocnire și multiplicare în avalanșă (înainte de a apărea stratul de inversie). La schimbarea polarității purtătorii sînt injectați în volum, unde recombină radiant. Sistemul poate funcționa la tensiune alternativă. Într-o semiperioadă a tensiunii se generează purtători de sarcină iar în cealaltă semiperioadă apare radiația laser. Menționăm că un spectru de radiație apare și în timpul semiperioadei în care are loc avalanșa însă acesta se întinde pe un domeniu larg de frecvență și are intensitate mai mică.

Într-o structură metal-izolator-semiconductor la o anumită valoare a tensiunii aplicată pe structură electronii din banda de valență a semiconductorului pot tunela în metal (fig. 2.6), injectîndu-se astfel goluri în semiconductor și realizîndu-se inversia de populație. S-a obținut în acest fel recombinarea radiantă în CdS [36], semiconductor cu care nu s-a putut realiza joncțiune p-n. Stratul izolator trebuie să fie suficient de subțire pentru a fi posibil efectul tunel. Există pierderi datorate tunelării în metal a electronilor din banda de conducție a semiconductorului.

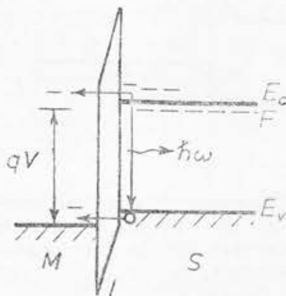


Fig. 2.6. — Recombinarea radiantă în structura MOS.

2.4. Materiale utilizate în laserii cu semiconductoare

Materialele utilizate cel mai mult pentru emisia de lumină sînt compușii semiconductori

de tipul $A^{III} B^{V}$ sau variantele lor ternare $A_x^{III} B_{1-x}^{III} C^{V}$ și $A^{III} B_x^{V} C_{1-x}^{V}$. S-au obținut laseri și din alte materiale semiconductoare. Important este ca acestea să aibă bandă interzisă directă deoarece în această situație tranziția optică este un proces de ordinul întîi și cîștigul este mare. Tranziția optică într-un semiconductor cu bandă interzisă indirectă este un proces de ordinul doi (pentru conservarea impulsului și energiei sînt necesari fononi sau alți agenți de împrăștiere) astfel că emisia de radiație este slabă și cîștigul este mai mic decît în semiconductoarele cu bandă interzisă directă. Această afirmație este adevărată la tranzițiile bandă-bandă sau excitonice în semiconductoarele pure. În cazul tranzițiilor pe impurități sau în semiconductoarele puternic dopate nu este necesar să fie îndeplinite regulile de selecție ale impulsului. Cu toate acestea, pînă în prezent, s-a obținut efectul laser numai în semiconductoarele cu bandă interzisă directă. În tabela 2.1 sînt prezentate unele materiale semiconductoare împreună cu lungimea de undă a radiației emise [37, 38].

Laserii obținuți din cele mai multe din aceste materiale nu funcționează la temperatura camerei ci numai la temperaturi joase. Excepție fac laserii din GaAs, ZnO și CdS care funcționează și la temperatura camerei. În laserii care funcționează pe lungimi de undă scurte, inversia de populație se realizează practic numai cu fascicolul de electroni, pe cînd în laserii care funcționează în infraroșu inversia de populație se poate realiza atît prin injecție cît și cu fascicol de electroni. Compușii ternari pot funcționa pe un domeniu mare de lungimi de undă, în funcție de compoziția fracționară a elementelor [12]. De exemplu, în compusul ternar $In_x Ga_{1-x}As$, x denotă fracțiunea de InAs. Pentru $x = 0$ compusul devine GaAs care emite radiație cu lungimea de undă de 0,84 μm. Pentru $x = 1$ compusul devine InAs care emite radiație cu lungimea de undă de 3,1 μm. Pentru $0 \leqslant x \leqslant 1$, radiația emisă are valoarea cuprinsă în intervalul 0,84 ÷ 3,1 μm. Pentru o anumită valoare a lui x laserul funcționează pe o anumită lungime de undă cuprinsă în acest domeniu. Laserii realizați pînă în prezent emit radiații cu lungimea de undă cuprinsă în intervalul 0,32 ÷ 30 μm, așa cum este reprezentat în figura 2.7. Laserii pot fi, de asemenea acordați pe o lungime de undă dintr-un anumit domeniu prin variația curentului în laserii cu injecție, a temperaturii, a cîmpului magnetic sau a presiunii. Acordarea pe o anumită lungime de undă prin variația curentului în laserii cu injecție este legată de variația ușoară a temperaturii structurii cu variația curentului electric. De exemplu, laserul $Pb_xSn_{1-x}Te$ a fost acordat pe un domeniu de 0,07 μm în jurul valorii de 8,8 μm, prin variația curentului electric [39]. Prin variația

Tabela 2.1

Materiale semiconductoare laser

Materialul	λ, μm	Modul de excitare
ZnS	0,33	*E*
ZnO	0,37	*E*
ZnSe	0,46	*E*
CdS	0,49	*E*
ZnTe	0,53	*E*
GaSe	0,59	*E*
CdSe	0,675	*E*
CdTe	0,785	*E*
GaAs	0,84—0,95	*I, E*
InP	0,91	*I*
GaSb	1,55	*I, E*
InAs	3,1	*I, E*
Te	3,72	*E*
PbS	4,3	*I, E*
InSb	5,2	*I, E*
PbTe	6,5	*I, E*
PbSe	8,5	*I, E*
$GaAs_{1-x}P_x$	0,63—0,9	*I*
$Ga_{1-x}Al_xAs$	0,59—0,89	*I*
$Ga_xIn_{1-x}P$	0,56—0,92	*I*
$Al_xIn_{1-x}P$	0,54—0,92	*I*

E = fascicol de electroni, *I* = injecție.

temperaturii între 20 și 90K un laser cu $(PbSe)_{1-x}$ $(SnTe)_x$ a fost acordat pe un domeniu de lungimi de undă cuprins între 9 și 12 µm (datorită variației cu temperatura a lărgimii benzii interzise); prin variația curentului

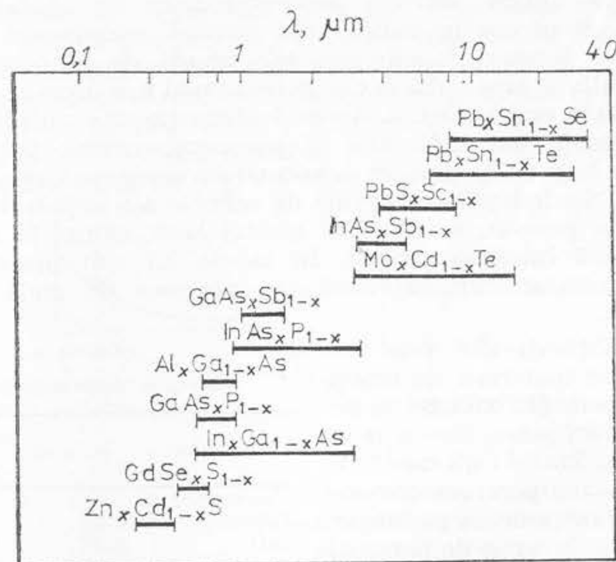


Fig. 2.7. — Domeniul de lungimi de undă în care emit laserii cu compuși ternri.

prin structură lungimea de undă s-a variat pe un domeniu de 1µm [40]. Sub influența unui cîmp magnetic pînă la 10kG un laser cu Pb_xSn_{1-x} Te a fost acordat pe un domeniu de 22—25 µm. Cîmpul magnetic produce o despicare Landau a nivelelor de energie. Stările cuantificate se deplasează mai adînc în benzile permise ceea ce face să crească energia de prag de emisie. Influența cîmpului magnetic intens asupra distribuției stărilor de energie într-un semiconductor este reprezentată în figura 2.8. Sub influența cîmpului magnetic transversal curentul de prag se micșorează [41]. Presiunea hidrostatică modifică lărgimea benzii interzise a semiconductorului și deci lungimea de undă a radiației emise. În GaAs lărgimea benzii interzise crește cu creșterea presiunii hidrostatice și deci lungimea radiației emise se micșorează. În PbS apare o situație inversă [42]. Concluzia acestui paragraf este că există materiale semiconductoare cunoscute pînă în prezent care emit radiație acoperind o plajă de lungime de undă între 0,3 și 30µm. Extinderea pe un anumit domeniu de lungimi de undă se poate realiza în același compus prin variația fracțiunii de compoziție (în compușii ternari și cuaternari), a curentului electric, a cîmpului magnetic, a presiunii și

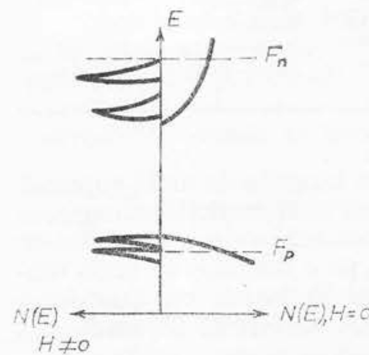


Fig. 2.8. — Influența cîmpului magnetic intens asupra distribuției stărilor permise în semiconductoare (despicare Landau).

temperaturii. În figura 2.9 se reprezintă domeniul de emisie a diferiților laseri precum și sensibilitatea detectorilor din seleniu, siliciu, comparativ cu a ochiului omenesc.

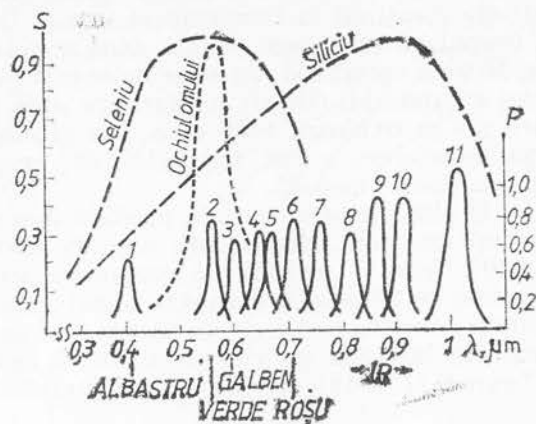


Fig. 2.9. — Puterea de emisie P a unor compuși semiconductori (în unități relative) și sensibilitatea S (în unități relative) a detectorilor din seleniu, din siliciu și ochiul omului: *1* — GaN; *2* — GaP(:N); *3*-GaP (:Zn, O); *4*-GaInP; *5* — GaP; *6*-$GaAs_{1-x}P_x$; *7*-$Ga_xAl_{1-x}As$; *8*-$GaAs_x$ *8*-$GaAs_xP_{1-x}$; *9*-$Ga_xAl_{1-x}As/GaAs$; *10*-GaAs(:Te); *11* — GaAs (:Si).

2.5. Metode de preparare

Pentru toate tipurile de structuri laser, scopul este creșterea unor cristale cît mai perfecte, uniforme și reproductibile. Există trei metode principale de creștere a cristalelor cu mai multe strate: epitaxia din fază lichidă (EFL), epitaxia din fază de vapori (EFV) și epitaxia cu fascicole moleculare (EFM). Pentru sistemul (GaAl)As se utilizează în general EFL [43–45]. Instalația tipică pentru EFL este reprezentată în figura 2.10 [46]. Într-o bărcuță din cărbune se află soluție de galiu cu diverse

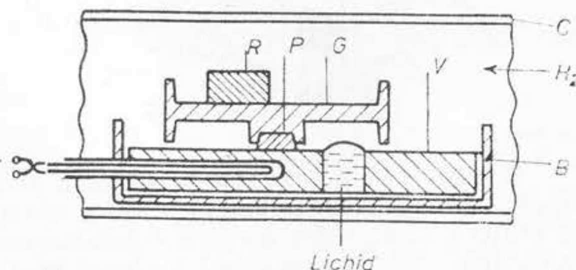


Fig. 2. 10. — Aparat pentru epitaxie din fază lichidă: C — tub de cuarț, B — bărcuță de grafit, V — vas de susținere (lin), G — glisiera (din grafit), P — plăcuța, R — greutate (ram), T — termocuplu.

compoziții de aluminiu. Ea este adusă în contact cu substratul pe care se face depunerea, în timp ce temperatura cuptorului de încălzire se micșorează. Grosimea și compoziția fiecărui strat depus epitaxial sînt determinate de factori cum sînt compoziția de aluminiu, volumul și grosimea soluției de galiu, timpul de contact și viteza de răcire. Stratele epitaxiale pot fi, de asemenea, influențate de orientarea cristalului (substrat), prepararea suprafeței substratului, presiunea de vapori de arseniu, dferențele ușoare de temperatură din soluție etc. Problema dificilă este cea a reproductibilității. Pentru obținerea de strate uniforme temperatura trebuie contro-

lată cu o precizie de 0,01 grade și în gazul (hidrogen) care curge prin incintă cantitatea de oxigen trebuie să fie redusă pînă la 0,03 ppm. Gradientul de temperatură poate fi controlat prin folosirea efectului Peltier. În timpul creșterii este necesar să se asigure protecția suprafeței atunci cînd substratul este menținut la temperatură înaltă. Deteriorarea suprafeței cristalului în timpul încălzirii este evitată dacă se realizează o presiune de vapori de As. Metoda epitaxială din stare de vapori [47] nu se utilizează pentru creșterea compusului (GaAl) As dar este utilă pentru creșterea altor compuși care nu se oxidează ușor cum sînt (InGa) (AlP). Totuși, folosind surse organo-metalice, a fost anunțată [48] creșterea de cristal de (GaAl) As prin această metodă.

O altă metodă, care dă posibilitatea să se facă un control precis al grosimii stratului depus este metoda epitaxiei cu fascicole moleculare [49,50]. Este o metodă de evaporare care diferă de metoda obișnuită deoarece se folosesc fascicole focalizate ale fiecărui element care intră în compus. Acestea cad pe ținta substrat unde se combină formînd compusul dorit. Se lucrează în vid ultraînalt. O instalație tipică este reprezentată în figura 2.11. Este o metodă mult utilizată în realizarea superrețelelor [12].

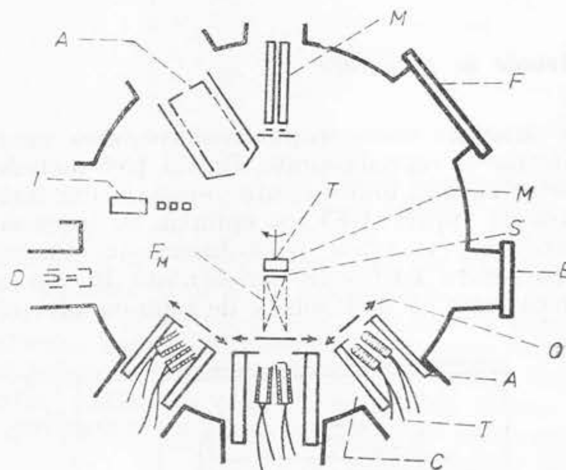


Fig. 2.11. — Instalația de epitaxie cu fascicole moleculare; *M* — spectrometru de masă EAI, *F* — fereastră, *M* — bloc de încălzire din molibden, *S* — substrat, *E* — ecran fluorescent, *O* — obturator mecanic, *A* — blindaj cu azot lichid, *T* — termocuplu, *C* — celulă de emisie cu încălzire individuală, *T* — tun electonic de 3keV, FM — fascicol molecular, *I* — tun de pulverizare (sputtering) de ioni, *A* — analizor Auger cilindric.

Pentru modificarea conductivității cristalelor există mai multe metode. Cea mai obișnuită este difuzia atomilor de Zn sau alt element din grupa a II-a pentru a crește conductivitatea de tip *p* a cristalului de GaAs. Impuritățile care aparțin elementelor din grupa a VI-a sînt mai puțin mobile și introducerea lor necesită un tratament la temperaturi înalte ceea ce nu este de dorit din cauza degradării termice. Impurificarea se poate face, de asemenea, folosind metoda implantării de ioni. Pentru realizarea regiunilor semiizolante se implantează O_2[51] și protoni [52].

Contactele ohmice se fac în mod obișnuit prin folosirea de aliaje pe bază de aur. Realizarea heterojoncțiunilor depinde de parametrii de rețea ai substratului și stratului care se depune, de diferența între coeficienții de dilatare și de dislocațiile induse de tensiunile mecanice care acționează ca centre de recombinare neradiante. Pentru alegerea compușilor ternari important este solubilitatea acestora într-una din componente. În figura 2.12 [53] *x* determină temperatura la care are loc saturația; de exemplu,

o fracţiune $x = 10^{-2}$ atomi de fosfor va satura InP la 650°C. Cunoaşterea acestor valori dă posibilitatea să se fixeze corect temperatura de creştere epitaxială dintr-o soluţie saturată dată. Pentru realizarea compuşilor

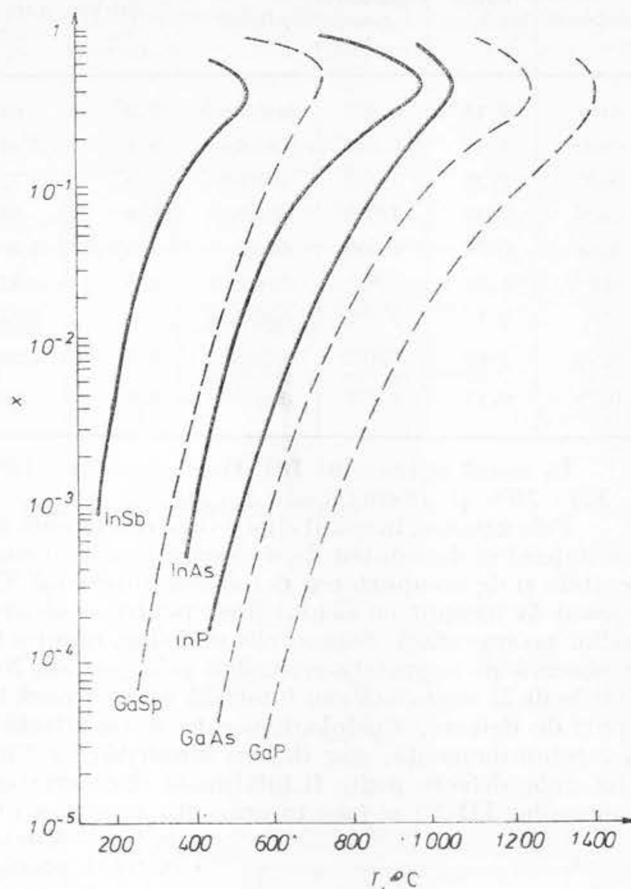


Fig. 2.12. — Solubilitatea InSb, InAs, InP în indiu precum şi a GaSb, GaAs şi GaP în galiu.

ternari trebuie aleşi compuşii binari care au o componentă comună şi parametrii şi structura reţelei apropiate. Principalii compuşi III-V sînt reprezentaţi în tabela 2.2, împreună cu unii parametri caracteristici. Diferenţa dintre constantele de reţea (tabela 2.3) dă naştere la dislocaţii. Într-un model simplificat, densitatea medie liniară de dislocaţii, $\bar{\delta}$, este dată de expresia $\bar{\delta} = a_0/\eta$, unde $\eta = \Delta a/a_0$ este coeficientul de deplasare relativă între cele două constante de reţea.

Densitatea superficială de dislocaţii este

$$D(\mathrm{cm}^{-2}) = \frac{1}{\bar{\delta}^2} \cdot 10^{16} = \frac{\eta^2}{a_0^2} \cdot 10^{16}; \ \bar{\delta} \text{ în Å}.$$

În cazul sistemului AlP-GaP, $\eta = 10^{-4}$, se obţine $D(\mathrm{cm}^{-2}) = 3{,}3 \cdot 10^{6}$ şi densitatea de dislocaţii liniare $D(\mathrm{cm}^{-1}) \simeq \frac{1}{\bar{\delta}} \cdot 10^{8} = 1{,}8 \cdot 10^{3}$.

Tabela 2.2

Unele caracteristici ale compușilor III—V

Compusul	Banda interzisă, eV	Constanta rețelei, Å	Benzi	Coeficient de dilatare, $\times 10^{-6}/°C$	Temperatura de topire, °C
AlAs	2,15	5,661	indirecte	5,2	2 013
GaAs	1,43	5,653	directe	5,8	1 511
GaP	2,26	5,451	indirecte	5,3	1 738
GaSb	0,73	6,095	directe	6,9	985
InAs	0,35	6,058	directe	4,5(5,3)	1 210
InP	1,34	5,87	directe	4,5	1 343
AlP	2,4	5,451	indirecte	—	2 823
AlSb	1,65	6,135	indirecte	3,7	1 323
InSb	0,17	6.479	directe	4,9	803

Tabela 2.3

Diferența dintre constantele de rețea (în procente) ale unor compuși binari

Sistemul	η, %
AlP—GaP	0,01
AlAs—GaAs	0,14
GaSb—AlSb	0,65
InAs—InP	3,2
GaAs—GaP	3,6
AlP—AlAs	3,8
InSb—AlSb	4,7
InSb—GaSb	6,1
InAs—InSb	6,6
InAs—GaAs	6,9
InP—AlP	7,1
InP—GaP	7,2

În cazul sistemului InP-GaP, $\eta = 7{,}2 \cdot 10^{-2}$ se obține $D(\text{cm}^{-2}) = 1{,}5 \cdot 10^{12}$ și $D(\text{cm}^{-1}) = 1{,}2 \cdot 10^{6}$.

Prin urmare, în cazul cînd există o diferență mai mare între constantele rețelei și densitatea de dislocații este mai mare. Degradarea laserilor depinde și de comportarea defectelor din cristal. Cristalele crescute se cercetează la început cu ochiul liber pentru a observa existența neregularităților pe suprafață. Structurile mai fine, numite în mod uzual morfologii, se observă pe suprafața cristalină prin metoda Nomarski [54]. Neregularitățile de la suprafață sau interfață se datorează în mod obișnuit la cîteva tipuri de defecte. Morfologiile, care se manifestă ca regiuni de întuneric în fotoluminescență, s-ar datora impurităților [55]. S-a observat că apariția unor defecte poate fi înlăturată dacă creșterea epitaxială lichidă (a compușilor III-V) se face în prezența vaporilor unui element din grupa a V-a [56]. Morfologia este afectată de controlul precis al saturației și temperaturii, de orientarea cristalină, de creșterea lentă și de adăugarea de impurități. Defectele termice ale suprafeței substratului precum și variația bruscă a nivelului de dopaj pot declanșa generarea de defecte în stratul epitaxial. În tabela 2.4 sînt prezentate defectele simple care apar în GaAs și energia lor de formare. Nu se cunoaște încă sigur care din aceste defecte joacă rol în degradarea laserilor și nici chiar care există în realitate. În figura 2.13 sînt reprezentate concentrațiile de vacanțe de As și de Ga în GaAs în funcție de temperatura de creștere. Ele au fost calculate presupunînd că în material există numai aceste forme simple [57]. Densitatea de defecte din cristal poate fi determinată

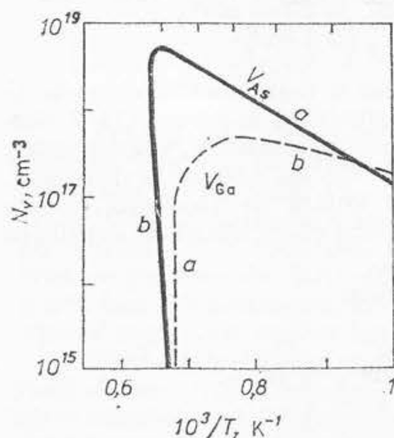


Fig. 2.13. — Concentrații de vacanțe de Ga și de As în GaAs în funcție de temperatură: *a* — îmbogățire în Ga; *b* — îmbogățire în As.

din măsurarea mobilității și a timpului de viață. Este semnificativ faptul că viteza de recombinare la suprafață în GaAs este mare, $1 \div 10 \cdot 10^6$ cm/s, pe cînd în InP este mică, 10^3/cms. Această diferență este probabil legată de degradarea rapidă a suprafeței GaAs. În sistemele cuaternare, de exemplu (GaIn) (AsP), se pare că rețeaua se armonizează automat.

Tabela 2.4

Defecte structurale simple în GaAs

Defecte	Energie de formare, eV
Dislocații de alunecare (α, β, spirală)	1—1,5 (depinde de tipul și concentrația impurităților)
Defecte de îngrămădire	probabil mică
Anti-rețea (Ga_{As}, As_{Ga})	0,7 pentru o pereche
Vacanțe (V_{Ga}, V_{As})	2,6(depinde de nivelul Fermi)
Defecte interstițiale (Ga_i, As_i)	mare

2.6. Laseri cu heterojoncțiuni

A. *Tipuri de structuri*

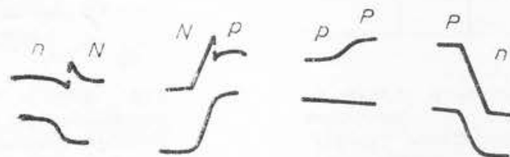


Fig. 2.14. — Diagrama de benzi de energie a heterojoncțiunilor.

În figura 2.14 sînt reprezentate diagramele de benzi de energie ale heterojoncțiunilor *n-N*, *N-p*, *p-P* și *P-n* între GaAs și AlGaAs [12]. În figura 2.15 sînt reprezentate structurile : joncțiunea *p-n*, o heterojoncțiune simplă, o heterojoncțiune dublă și o heterojoncțiune dublă cu cavitate mare. Este reprezentat, de asemenea, indicele de refracție. În joncțiunea *p-n*, figura 2.15 *a*, regiunea p^+ are indice de refracție mai mic decît regiunea *p*, astfel că în regiunea joncțiunii indicele de refracție este mai mare, ceea ce duce la confinarea radiației în această regiune, deoarece unda se deplasează mai încet prin regiunea cu indice de refracție mai mare. Acesta este fenomenul de ghidaj al undelor electromagnetice. În joncțiunea *p-n* diferența dintre indicii de refracție ai celor două regiuni nu este așa de mare și confinarea radiației este slabă. De asemenea, este slabă și confinarea purtătorilor de sarcină. O confinare mai bună se obține în heterojoncțiunea simplă unde există o variație mai mare a indicelui de refracție (fig. 2.15 *b*). În această structură se obține o confinare bună și a purtătorilor de sarcină (fig. 2.16 *a*). O confinare și mai bună se obține în heterojoncțiunea dublă, unde există un salt mare în indicele de refracție de o

parte și de alta a joncțiunii (fig. 2.15 *c*); există, de asemenea, o confinare mai bună a purtătorilor de sarcină (fig. 2.16 *b*). Totuși, deoarece regiunea de ghidare este îngustă pot apărea două efecte nedorite : (1) la valori mari ale fluxului de radiație există o probabilitate mai mare de distrugere a

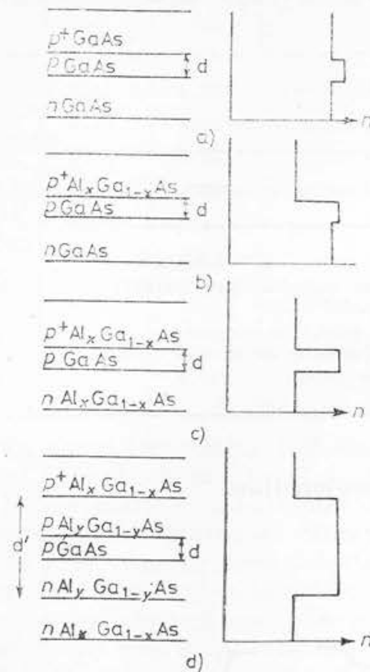


Fig. 2.15. — Structura și indicele de refracție pentru : *a* — joncțiunea *p-n*; *b* — heterojoncțiunea simplă; *c* — heterojoncțiunea dublă; *d* — heterojoncțiunea dublă cu cavitate largă.

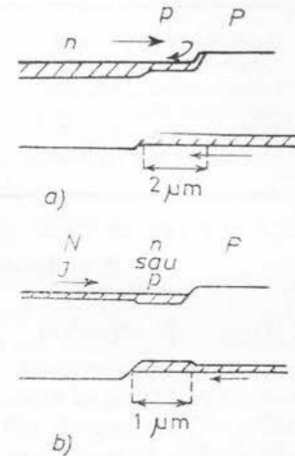


Fig. 2.16. — Confinarea purtătorilor de sarcină în heterojoncțiunea simplă (*a*) și în heterojoncțiunea dublă (*b*).

structurii și (2) divergența fluxului devine mare. Pentru a înlătura aceste dificultăți se folosesc structuri cu cavitate optică largă (fig. 2.15 *d*). O îmbunătățire a performanțelor laserului se obține atunci cînd confinarea purtătorilor este separată de confinarea radiației. Un asemenea laser se numește laser cu heterostructură cu confinare separată. Confinarea separată este posibilă deoarece pentru confinarea purtătorilor este suficientă o diferență mai mică între benzile interzise (și deci un salt de potențial mai mic) decît pentru confinarea radiației (rezultată din saltul în indicele de refracție). O asemenea structură este reprezentată în figura 2.15, unde regiunea cu bandă îngustă (GaAs) se află situată între două regiuni $Al_yGa_{1-y}As$ cu bandă interzisă puțin mai mare, care la rîndul lor sînt mărginite de două regiuni cu bandă interzisă mai mare. Al_xGa_{1-x} As. Asemenea structuri pot fi $N_x - N_y - p - P_y - P_x$ sau $N_x - N_y - n - P_y - P_x$, de exemplu : p^+GaAs-$p^+Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (0,5 μm) — $pAl_{0,}Ga_{10,9}$ As(0,45 μm)— p—(GaAs(0,15 μm)—$nAl_{0,1}Ga_{0,9}As$(0,45 μm)—$nAl_{0,3}Ga_{0,7}As$. Menționăm că laserul cu cavitate optică largă construit inițial diferă puțin de aceasta, care este numit cu confinare separată (și are și cavitate optică largă), prin aceea că este o structură de tipul *N-n-p-P*[58] în care confinarea nu este

separată. Laserul cu confinare separată are unele avantaje în comparație cu celelalte tipuri, printre care : curent mic de prag, o lărgime mai mică a fluxului (pentru un curent de prag dat) și o putere mai mare. O problemă dificilă care apare în laserii cu injecție este tendința de filamentare a fascicolului de radiație și apariția mai multor moduri de radiație. Un filament laser este o regiune relativ îngustă a laserului cu injecție care, din cauza neomogenităților structurii, începe să emită în timp ce regiunea ce o înconjoară se află încă sub condiția de prag. Aceste filamente tind să devină instabile și să dea naștere la zgomot. Într-o structură cu suprafață suficient de mare este posibil ca cu creșterea curentului peste valoarea de prag fascicolul laser să aibă structură filamentară. Problema se rezolvă prin trecerea curentului printr-o bandă de arie îngustă a laserului și nu printr-o suprafață mare. Aceasta se numește structură de bandă (stripe) (fig. 2.17). Stratul izolator de SiO_2 restrînge excitarea electrică la o bandă îngustă ceea ce duce la îmbunătățirea structurii spațiale a fascicolului laser reducînd tendința lui de filamentare. De asemenea, fascicolul este mai rotund deoarece unghiurile de divergență datorate difracției în direcție paralelă și în direcție perpendiculară pe joncțiune sînt aproape egale între ele. Laserul reprezentat în figura 2.17 se numește laser cu structură de contact-bandă, deoarece electrodul face contact cu structura pe o bandă îngustă. O asemenea structură experimentală are următoarele caracteristici [59] (citite de sus în jos pe figura 2.17) : (1) contactul metalic Ti, Au ;

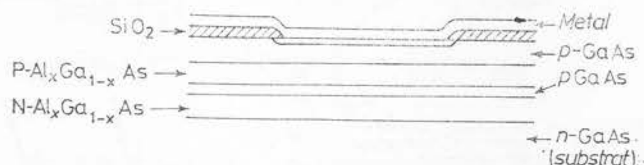


Fig. 2.17. — Structura cu geometrie de bandă-contact a laserului cu heterojoncțiuni.

(2) SiO_2 ; (3) p-GaAs, $3 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, grosimea $d = 1 \mu m$; (4) p-$Ga_{0,62}Al_{0,38}As$, $3 - 5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, $d = 1$ μm ; (5) p-$Ga_{0,95}Al_{0,05}As$, $4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, $d =$ $= 0,25$ μm ; (6) n-$Ga_{0,82}$ $Al_{0,18}As$, $5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}, $d = 3$ μm ; (7) n-GaAs (substrat), $1 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, $d = 100$ μm. În afară de structura de bandă-contact mai există și alte tipuri de structuri de bandă. În figura 2.18 *a* este reprezentată structura de bandă, planară, convențională iar în figura 2.18 *b* este reprezentată structura de bandă planară îmbunătățită [60]. În structura convențională banda se realizează prin difuzia zincului la suprafață, în timp ce în structura îmbunătățită zincul se difuzează mai adînc. Noua structură (fig. 2.18 *a*) îmbunătățește caracteristica curent-

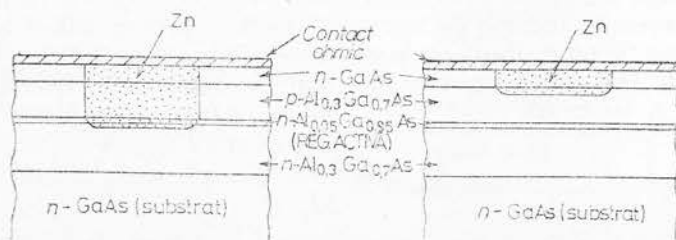


Fig. 2.18. — Structura de bandă planară îmbunătățită (*a*) și convențională (*b*).

radiaţie şi stabilizează modul de oscilaţie orizontal, deoarece zincul este difuzat şi în regiunea activă, realizîndu-se un anumit profil al indicelui de refracţie : zincul difuzat formează o regiune p^+. Alte structuri de bandă sînt : structura mesa [61], reprezentată în figura 2.19 *a*, structura în care banda este realizată prin bombardare cu protoni [62], implantare de O_2 [63], difuzia sulfului [64], reprezentată în figura 2.18 *b*, structura cu joncţiune transversală, [65], reprezentată în figura 2.19 *c*, etc. Introducerea protonilor, a O_2 sau a S, formează un strat semiizolator care separă o bandă pentru trecerea curentului electric. În structurile de bandă, ea are în mod obişnuit lărgimea de 13 µm.

B. *Curentul de prag şi eficienţa*

Funcţionarea laserilor cu injecţie este caracterizată de un curent de prag la care apare efectul laser. Curentul de prag se poate determina din dependenţa intensităţii radiaţiei de ieşire în funcţie de curentul electric din laser. Un exemplu este reprezentat în figura 2.20 pentru trei laseri cu

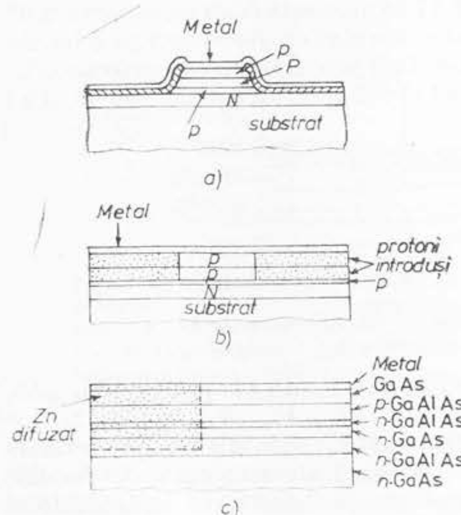


Fig. 2.19. — Structuri de bandă: *a* — mesa; *b* — prin bombardament cu protoni; *c* — cu joncţiune transversală.

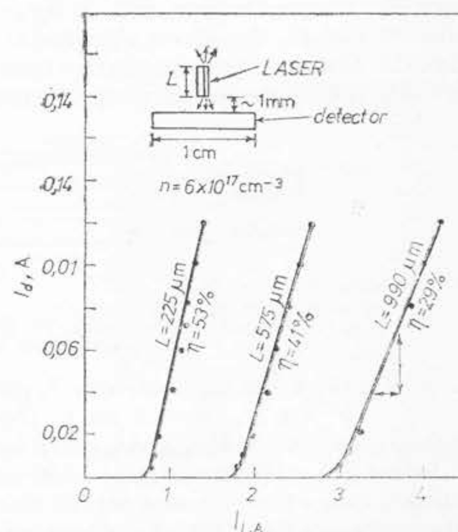


Fig. 2.20. — Intensitatea luminii emise în funcţie de curentul electric din laser.

heterojoncţiune dublă de diferite lungimi [66]. Se observă că intensitatea luminii ieşite este funcţie de curentul electric, pentru valori ale acestuia peste valoarea de prag. Radiaţia laser este detectată cu ajtorul unui detector din siliciu. Din panta curbelor din figură se determină eficienţa cuantică diferenţială a laserului.

$$\eta_d = 2\frac{\Delta I_d}{\Delta I_l}\frac{1}{\eta'}, \qquad (2.14)$$

unde η' este eficienţa cuantică a detectorului, ΔI_d — variaţia curentului detectorului şi ΔI_l — variaţia curentului din laser. S-a stabilit experi-

mental că în laserii cu joncțiune p-n din GaAs cîștigul este funcție liniară de curentul de prag [67]; se scrie $g = \beta j_p$, unde j_p este curentul de prag. Avînd în vedere că la prag cîștigul devine egal cu pierderile, din ecuația (2.21) se obține relația

$$j_p = \frac{\alpha}{\beta} + \frac{1}{\beta L}\ln(1/R). \tag{2.15}$$

Graficul j_p în funcție de $1/L$ este o dreaptă (fig. 2.21), din a cărei pantă

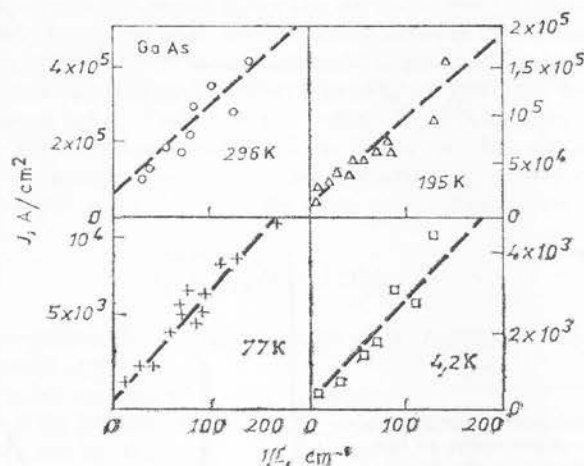


Fig. 2.21. — Rezultate experimentale asupra dependenței densității de curent de prag de lungimea cavității în diode laser din GaAs.

$(1/\beta)\ln(1/R)$ se determină β. Dreapta extrapolată intersectează axa j_p la α/β, de unde se poate determina α cunoscînd β. În laserii cu injecție s-a urmărit micșorarea curentului de prag și funcționarea la temperatura camerei, ceea ce se realizează prin creșterea lui β și micșorarea lui α. Primele valori obținute [68] sînt în domeniul $14 \div 92$ cm^{-1} pentru α și $5{,}7 \cdot 10^{-4} \div 3{,}94 \cdot 10^{-2}$ cm/A pentru β. Creșterea lui β și micșorarea lui α și deci micșorarea considerabilă a curentului de prag s-a realizat în laserii cu heterojoncțiuni. În laserii cu heterojoncțiune dublă aceste valori sînt [58]: $\alpha = 8 \div 27$ cm^{-1}, $\beta = 3{,}3 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-2}$ cm/A cu o creștere corespunzătoare în eficiență. Valori tipice ale curentului de prag sînt date în tabela 2.5.

Tabela 2.5

Valori tipice ale curentului de prag în laserii din GaAs la 300K

Homojoncțiune	40 000A/cm^2
Heterojoncțiune simplă	10 000
Heterojoncțiune dublă	1 300
Heterojoncțiune dublă cu cavitate optică largă	600

În general, în laserii cu heterojoncțiuni, g nu este funcție liniară de curentul de prag, ci se scrie $g \sim j_p^m$, unde $m = 1 \div 3$. În laserii cu heterojoncțiune dublă s-a obținut o bună concordanță pentru $m = 2{,}8$ [66].

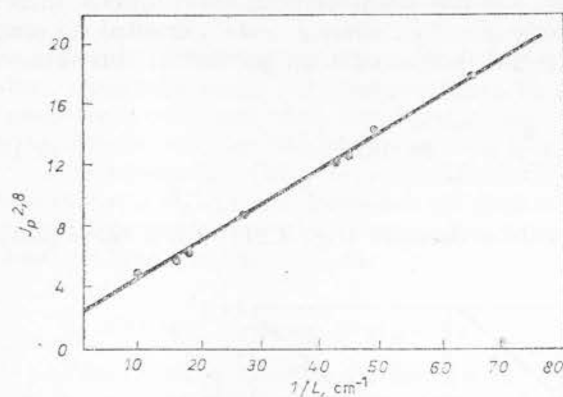


Fig. 2.22. — Dependența niară a lui $j_p^{2,8}$ de $1/L$ în laserii cu heterojoncțiune dublă reprezentați în figura 2.20.

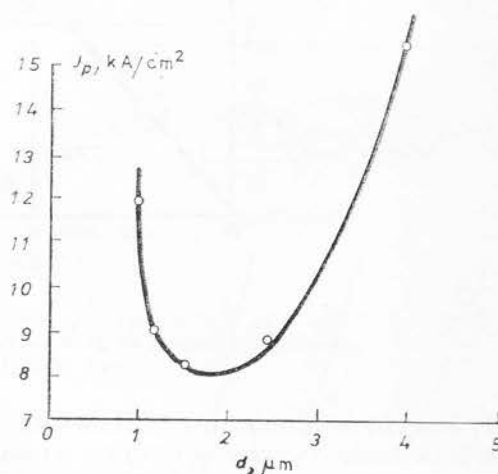


Fig. 2.23. — Dependența curentului de prag de grosimea regiunii active în laserul cu heterostructură simplă.

În figura 2.22 este reprezentat acest rezultat experimental unde se observă că $j_p^{2,8}$ este funcție liniară de $1/L$. Curentul de prag depinde de grosimea, d, a regiunii active. În figura 2.23 este reprezentată dependența curentului de prag de grosimea regiunii active în laserul cu heterostructură simplă iar în figura 2.24, în laserul cu heterostructură dublă. În general se poate scrie

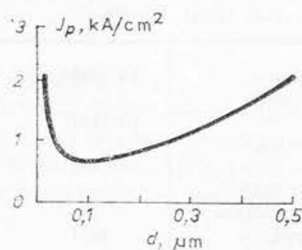


Fig. 2.24. — Dependența curentului de prag de grosimea regiunii active în laserul cu heterojoncțiune dublă.

$$j_p = \frac{d}{\eta_r \Gamma} \left(\frac{g_p}{\beta} \right)^{1/b}, \tag{2.16}$$

unde Γ este fracțiunea din lumina stimulată care iese în fascicol din interiorul regiunii active, g_p—cîștigul la prag și η_r — eficiența radiantă

$$\eta_r = \frac{1}{1 + \tau_r/\tau_n}$$

unde τ_r este timpul de viață pentru recombinarea radiantă iar τ_n—timpul de viață pentru recombinarea neradiantă ; b este cuprins între 1 și 3. (Reamintim cititorului că efectul laser are loc într-o regiune a structurii în care este realizată inversia de populație, numită regiune activă). Așa cum se observă din figura 2.23 și 2.24, j_p nu are o dependență liniară de grosimea activă, ci sub o valoare critică a lui d, curentul de prag crește cu micșorarea grosimii regiunii active. Efectul se datorează în principal scăderii lui Γ cu scăderea lui d datorită pierderii proprietăților de ghidare a undelor cînd grosimea regiunii active devine comparabilă cu lungimea de undă (a se vedea paragraful următor). Densitatea de curent de prag crește cu creșterea temperaturii. Acest fenomen se datorează la mai multe cauze. Întîi, cu creșterea temperaturii crește concentrația purtătorilor liberi și deci și coeficientul de pierderi α prin absorbția pe purtători liberi. De asemenea, cu creșterea temperaturii crește grosimea regiunii active, ceea ce conduce la creșterea lui j_p. Indicele de refracție crește ușor cu temperatura și j_p crește cu creșterea indicelui de refracție. Lărgimea $\Delta\nu$ a liniei emisiei spontane crește cu creșterea temperaturii și j_p crește cu $\Delta\nu$. Dependența de temperatură a curentului de prag se exprimă prin formula empirică

$$j_p = j_{p0} \exp (T/T_0), \qquad (2.17)$$

unde T_0 este o constantă. În figura 2.25 este reprezentată o asemenea dependență obținută experimental în structuri laser cu heterojoncțiune simplă și cu heterojoncțiune dublă [9] : curba 1-$T_0 = 75$K ; curba 2-heterostructurală simplă, $d = 2\mu$m, $T_0 = 88$K ; curba 3-heterostructură dublă, $d = 2\mu$m, $T_0 = 120$K ; curba 4-heterostructură dublă, $d = 1\mu$m, $T_0 = 125$ K ; curba 5-heterostructură dublă, $d = 0,5\mu$m, $T_0 = 165$K. În continuare discutăm despre eficiența laserului, care se determină din relația (2.14). Notînd cu η_i eficiența internă a laserului, cu N numărul de fotoni produși în cavitate pe purtător injectat, cu N' numărul de fotoni pe purtător injectat care ies din cavitate și avînd în vedere că $\eta_i \sim N$ și $\eta_d \sim N'$ se poate scrie

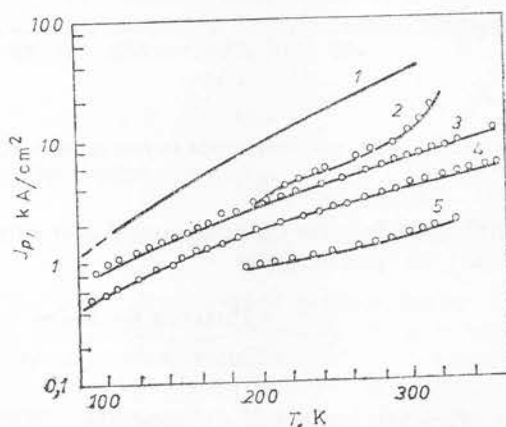


Fig. 2.25. — Dependența de temperatură a curentului de prag în heterostructuri.

$$\eta_d = \eta_i \; (N'/N). \qquad (2.18)$$

Referindu-ne la unitatea de lungime, $N' \sim g = \alpha + (1/L)\ln(1/R)$, N se obține din ecuațiile lui Maxwell, pentru o cavitate Fabry-Perot proporțional cu [69]

$$\left| \frac{2\omega k}{c} \right| = \frac{1}{L} \ln\,(1/R), \qquad (2.19)$$

unde ω este pulsația, c este viteza luminii și k este coeficientul de extincție. Se obține

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i}\left[1 + \frac{\alpha L}{\ln(1/R)}\right]. \tag{2.20}$$

Măsurînd η_d dat de (2.14) se pot determina din ecuația (2.20), α și R. În figura 2.26*a* se reprezintă $1/\eta_d$ în funcție de L iar în figura 2.26*b* se reprezintă η_d în funcție de grosimea d a regiunii active. Eficiența cuantică (externă) se poate scrie

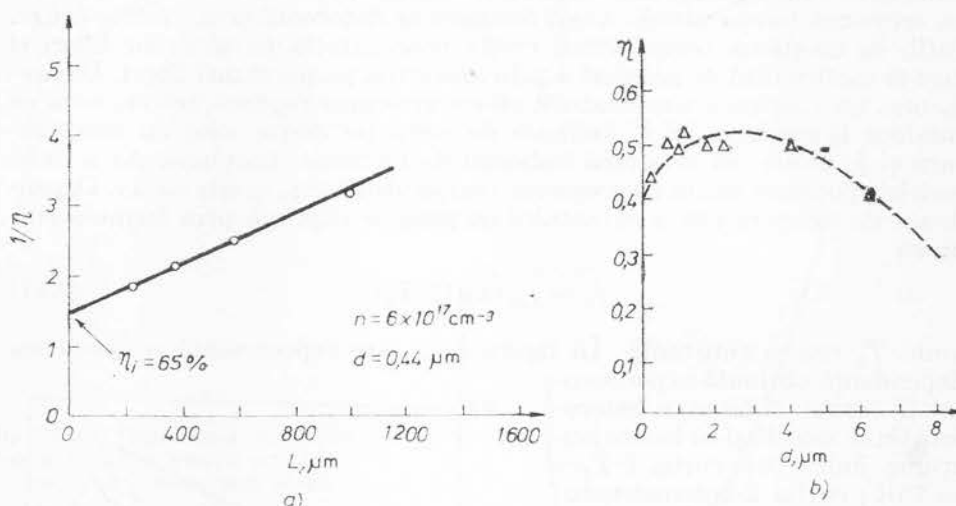


Fig. 2.26. – Eficiența diferențială în funcție de lungimea cavității (*a*) și în funcție de grosimea regiunii active (*b*).

$$\eta = \frac{\text{Puterea de ieșire}}{\text{Puterea de intrare}} = \frac{P(\text{W})}{IV(\text{W})} = \frac{P/h\nu}{I/q}, \tag{2.21}$$

iar eficiența cuantică diferențială

$$\eta_d = \frac{P - P_0}{(I - I_0)V} = \frac{\Delta P}{V\Delta I}. \tag{2.22}$$

Măsurînd puterea de ieșire, cu ajutorul unei sfere integratoare, și puterea de intrare, se poate determina η_d. Dacă se ia în considerare rezistența serie R a dispozitivului, relația (2.22) se modifică cu puterea pierdută I^2R.

C. Moduri de undă. Distribuția spectrală a radiației

În mod obișnuit laserul se construiește sub forma unei cavități rezonante Fabry-Perot care este un paralelipiped cu o pereche de fețe opuse

perfect plane și paralele. Radiația care se propagă perpendicular pe aceste fețe formează unde staționare ori de cite ori cavitatea conține un număr întreg de jumătăți de undă. Pentru o cavitate cu lungimea L această condiție se scrie

$$M\frac{\lambda}{2\bar{n}} = L, \tag{2.23}$$

unde M este un număr întreg, λ — lungimea de undă și $\bar{n}$ — indicele de refracție : $\lambda/\bar{n}$ este lungimea de undă a radiației în semiconductor. Indicele de refracție este funcție de λ astfel că distanța dintre moduri este dată de expresia

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L\left(\bar{n} - \lambda\frac{d\bar{n}}{d\lambda}\right)}. \tag{2.24}$$

Există un set de moduri care au aceeași distribuție spațială a energiei, transversal pe axa rezonatorului, și care diferă între ele printr-un număr întreg de jumătăți de lungimi de undă (relația 2.23)). Acestea se numesc moduri de undă longitudinale. Corespunzător, fiecărei valori a lui M (mod longitudinal), există un set de moduri care au distribuția diferită a energiei în planul transversal pe axa rezonatorului. Acestea se numesc moduri de undă transversale. Se scriu următoarele relații pentru diferența de lungime de undă între două moduri succesive [70]

$$\begin{aligned}
(\Delta\lambda)_m &= \lambda_{m,n,q} - \lambda_{m+1,n,q} = \lambda^2/2\pi x_0\bar{n},\\
(\Delta\lambda)_n &= \lambda_{m,n,q} - \lambda_{m,n+1,q} = \lambda^2/2\pi\bar{n}y_0,\\
(\Delta\lambda)_q &= \lambda_{m,n,q} - \lambda_{m,n,q+1} = \lambda^2/2\pi\bar{n}L,
\end{aligned} \tag{2.25}$$

unde m, n, p, q sînt numerele modurilor transversal perpendicular (pe joncțiune), transversal paralel (cu joncțiunea) și, respectiv, longitudinal. L este lungimea cavității, x_0 și y_0 sînt constante care depind de focalizarea radiației perpendiculară și paralel cu planul joncțiunii iar $\bar{n}$ este indicele de refracție efectiv (care ia în considerare și dispersia). Cea mai bună separare (rezoluție) se obține pentru modurile transversale în laserul cu homojoncțiune cu bandă, unde x_0 este mic. Un exemplu pentru un laser homojoncțiune din GaAs este reprezentat în figura 2.29 *a*, care are $j_p = 150$ mA. Spectrul este ridicat la un curent de 215 mA și $T = 77$ K.

Regiunea activă, unde are loc emisia stimulată are, în virtutea relațiilor Kramers-Kronig, indicele de refracție mai mare decît regiunile adiacente. În laserul cu injecție regiunea activă este un strat subțire din regiunea p a joncțiunii p-n. În laserii cu heterojoncțiuni regiunea activă se află, de exemplu, în stratul deGaAs cuprins între două strate de $Al_xGa_{1-x}As$. Se cunoaște faptul că o rază de lumină, care cade pe suprafața de separare a două medii cu indici de refracție n_1 și n_2 diferiți, este reflectată total dacă unghiul θ pe care-l face cu planul este mai mic decît o valoare critică θ_l definită de expresia $\cos\,\theta_l = n_2/n_1$(fig. 2.27). Pentru GaAs-$Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ se obține $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1 = 10\,\%$ și $\theta_l = 25°$. Unda optică poate fi des-

crisă de unde plane care se propagă, aproximativ, în direcţia axei ghidului şi face cu ea unghiurile $\pm\theta$, în regiunea de indice de refracţie mare, şi de unde care descresc exponenţial şi se propagă în regiunea de indice de refracţie mic (fig. 2.28 *a*). Undele plane suferă fenomenul de reflexie totală la marginile ghidului (cu indice mic de refracţie şi formează unde staţionare în direcţia perpendiculară pe axa ghidului de undă. În figura 2.28 *a* este reprezentată o singură undă staţionară cu un singur maxim al cîmpului optic în ghidul de undă. Cu creşterea lui d, pentru acelaşi unghi θ, se poate obţine o undă staţionară a cărei intensitate are două maxime (fig. 2.28 *b*). Prin variaţia lui θ în interiorul limitelor permise, sau a lui d, se poate obţine o succesiune de moduri transversale. În cazul cînd există un singur maxim, modul transversal se numeşte de ordinul zero sau fundamental, în cazul cînd există două maxime se numeşte de ordinul întîi, ş.a.m.d. În laserii cu heterojoncţiune dublă modurile perpendiculare pe planul joncţiunii sînt în general TE (transversal electric) şi nu TM (transversal magnetic), deoarece modurile TE suferă o reflexie mai puternică la capetele cavităţii, au pierderi mai mici şi deci densitate mai mică de curent de prag. Datorită limitărilor impuse de θ modurile de ordin mai mare sînt eliminate. Modurile TE de ordin mai mare au unghi de incidenţă mai mare şi pierderi mai mici la capetele cavităţii în comparaţie cu modurile TE de ordin mai mic. Totuşi ele avînd θ mai mare pătrund mai adînc în regiunile cu indice de refracţie mai mic, inactive, şi suferă pierderi mai mari în volumul dispozitivului. Cu alte cuvinte, coeficientul Γ scade cu creşterea ordinului modului de undă. Probabil din acest motiv în laserii cu heterojoncţiune dublă din GaAs-Al_xGa_{1-x}As, cu gosimea regiunii active $d \leqslant 1\,\mu$m, se obţine numai modul fundamental. În dispozitivele practice este de dorit să se menţină modul de ordin cel mai mic, adică fundamental. Din fericire această dorinţă coincide cu cerinţa nivelului mic de injecţie, din cauză că ambele condiţii necesită o regiune activă subţire. În structurile cu regiunea activă suficient de groasă, pragul de curent pentru modurile de ordin mai mare devine comparabil cu cei pentru modul fundamental astfel că laserul funcţionează pe mai nulte moduri de undă. În aceste situaţii menţinerea unui singur mod şi eliminarea celorlalte moduri se face prin controlul profilului cîştigului astfel ca să fie favorizat modul dorit. Un asemenea control se poate realiza în laserul cu confinare separată, unde se selectează modul transversal fundamental. Menţionăm că datorită confinării slabe în laserii cu homojoncţiuni şi în laserii cu heterojoncţiune simplă se selectează numai modul transversal fundamental. S-a arătat [29] că într-o structură asimetrică pentru ca să

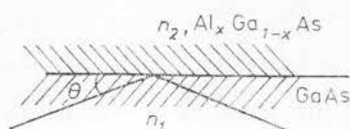


Fig. 2.27. — Reflexia totală a razei de lumină la interfaţa GaAs/Al_xGa_{1-x}As; $n_2 < n_1$.

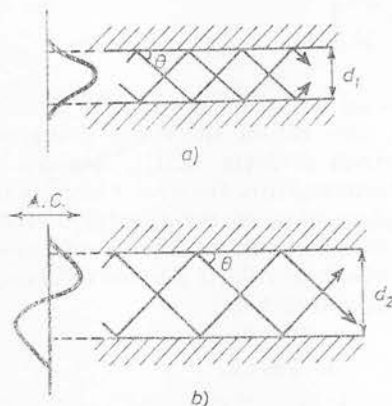


Fig. 2.28. — Propagarea undelor într-un ghid de unde: *a* — modul fundamental; *b* — modul de ordinul întîi; *AC* = amplitudinea cîmpului.

existe modul de lungime de undă λ trebuie îndeplinită următoarea condiţie

$$(2\pi\bar{n}d/\lambda)\,(2\Delta_1)^{1/2} > \mathrm{tg}^{-1}[(\Delta_1 - \Delta_2)/\Delta_2]^{1/2}, \qquad (2.26)$$

unde Δ_1 şi Δ_2 sînt diferenţele relative dintre indicii de refracţie la cele două margini ale ghidului (cînd $\Delta_1 = \Delta_2$ ghidul se numeşte simetric). În tabela 2.5 se dau valorile critice ale grosimii d_c a cavităţii în funcţie de raportul $r = \Delta_1/\Delta_2$, pentru $\Delta_2 = 0{,}01$ pentru ca în cavitate să se stabilească un mod de undă staţionar.

În încheierea acestui subparagraf notăm dependenţa de curentul de injecţie şi de temperatură a distribuţiei spectrale. Pentru curent sub valoarea de prag spectrul este destul de larg, datorită preponderenţei emisiei spontane. Cînd curentul depăşeşte valoarea de prag, spectrul de emisie se îngustează considerabil datorită dependenţei exponenţiale de cîştig a intensităţii luminii emise. Un exemplu este reprezentat în figura 2.29 *b* [71]. Cu creşterea temperaturii spectrul se deplasează spre valori mai mari ale lungimii de undă, datorită scăderii lărgimii benzii interzise a semiconductorului.

Tabela 2.6

Valoarea critică a regiunii active, d_c în laserii cu heterojoncţiuni cu ghid asimetric

r	d_c,μm
1	0
1,5	0,245
2	0,313
5	0,441
10	0,497
∞	1,6

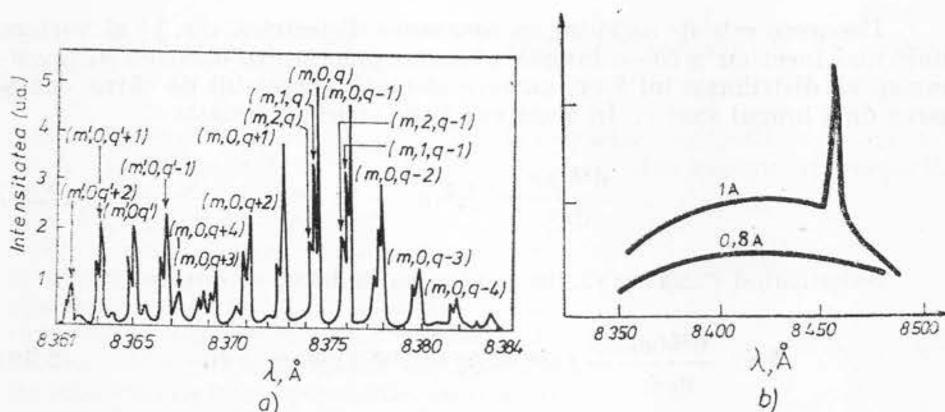


Fig. 2.29. — Un exemplu tipic de spectru de frecvenţă al unui laser din GaAs(*a*); spectrul de emisie al unui laser cu heterostructură dublă din GaAs-AlGaAs pentru două valori ale curentului de injecţie (*b*).

D. Distribuţia spaţială

Se consideră un ghid de undă bidimensional într-un laser cu heterojoncţiune dublă cu geometrie de bandă. După cum s-a observat experimental, energia electromagnetică este confinată (focalizată) într-o regiune îngustă din apropierea planului joncţiunii. Această confinare se datorează în cea mai mare parte variaţiei indicelui de refracţie în planul transversal pe joncţiune, z = constant. Focalizarea radiaţiei în două direcţii transver-

sale se ia în considerare presupunîndu-se că constanta dielectrică $\varepsilon(x,y)$ are valoarea maximă de-a lungul liniei ce coincide cu axa oz și descrește cu depărtarea de această axă, cu creșterea lui x sau y. Constanta dielectrică $\varepsilon(x, y)$ arbitrară, independentă de direcția z de propagare, poate fi dezvoltată în serie în jurul axei z. Datorită simetriei, constanta dielectrică este funcție pară de x și y. În structura menționată s-a considerat următoarea dependență spațială a constantei dielectrice [72]

$$\varepsilon(x, y) \begin{cases} \varepsilon_0 - a^2x^2, \text{ pentru } y \text{ în stratul activ.} \\ \varepsilon_1, \text{pentru } y \text{ în afara stratului activ,} \end{cases}$$

unde x și y se măsoară de-a lungul și, respectiv, perpendicular pe planul joncțiunii. ε_0 nu este permitivitatea vidului ci constanta dielectrică la $x = 0$; a este în general o constantă complexă care caracterizează focalizarea în direcția x. Notînd cu $\mathcal{E}$ o componentă dată a cîmpului electric corespunzător unui mod de undă, ea este soluție a ecuației scalare

$$\nabla^2\mathcal{E} + \varepsilon\, k^2\mathcal{E} = 0, \tag{2.27}$$

unde $k = 2\pi/\lambda$. Soluția se scrie

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}\,(x)\mathcal{E}(y)\ \exp(-\mathrm{i}\beta z). \tag{2.28}$$

Deoarece este de așteptat ca constanta dielectrică $\varepsilon(x, y)$ să varieze mult mai încet cu x (de-a lungul planului joncțiunii), decît cu y, presupunem că distribuția lui $\mathcal{E}\,(y)$ nu este afectată apreciabil de către confinarea de-a lungul axei x. În acest caz $\mathcal{E}\,(y)$ satisface ecuația

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{E}(y)}{\mathrm{d}y^2} + \beta_y^2\mathcal{E}(y) = 0. \tag{2.29}$$

Substituind (2.28) și (2.29) în ecuația undelor, se obține

$$\mathcal{E}(y)\,\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{E}(x)}{\mathrm{d}x^2} + (\varepsilon k^2 - \beta_y^2 - \beta^2)\mathcal{E}\,(x)\mathcal{E}(y) = 0. \tag{2.30}$$

Pentru a obține o ecuație numai pentru $\mathcal{E}(x)$ se multiplică ecuația de mai sus cu $\mathcal{E}^*(y)$ și se integrează pe y

$$\frac{\mathrm{d}^2\mathcal{E}(x)}{\mathrm{d}x^2} + [(\varepsilon_0^2 - a^2x^2)k^2\Gamma + \varepsilon_1 k^2(1 - \Gamma) - \beta_y^2 - \beta^2]\mathcal{E}(x) = 0, \tag{2.31}$$

unde factorul de focalizare (confinare) Γ este definit de relația

$$\Gamma = \int_{d/2}^{d/2} \mathrm{d}y\mathcal{E}^*(y)\ \mathcal{E}\,(y), \tag{2.32}$$

unde d este grosimea regiunii active și integrala din $|\mathcal{E}(y)|^2$ pe întregul spațiu este normată la unitate. Distribuțiile modale de-a lungul planului joncțiunii sînt funcții Hermite-Gauss date de

$$\mathcal{E}_m(x) = H_m[(ak)^{1/2}x] \exp\left(-\frac{\Gamma^{1/2}}{2} - k\, a x^2\right), \tag{2.33}$$

unde H_m este polinomul Hermite de ordinul m. Pentru modul fundamental, $m = 0$, $H_0 = 1$ și semilărgimea în puncul $1/e^2$ al intensității este dată de

$$(w_e)^2 = \frac{2}{k a_r \Gamma^{1/2}},$$

unde a_r este partea reală a coeficientului complex a. În aproximația parabolică, pentru profilurile cîștigului și indicelui de refracție de forma

$$g(x) = g_m - \frac{4\Delta g}{S^2}\, x^2,$$

$$\bar{n}_r\,(x) = \bar{n}_m - \frac{4\Delta\bar{n}}{S^2}\, x^2,$$

parametrul a_r poate fi scris

$$a_r^2 = \frac{4\Delta\bar{n}\bar{n}_m}{s^2} + [(4\bar{n}_m\Delta\bar{n}/S^2)^2 + (\lambda\bar{n}_m\Delta g/\pi S^2)^2]^{1/2}, \tag{2.34}$$

unde $\bar{n}_r$ este partea reală a indicelui de refracție; indicele m se referă la modul m, $\bar{n}_m \simeq [\varepsilon_0\Gamma + \varepsilon_1(1 - \Gamma)]^{1/2}$, g_m și $\bar{n}_m$ sînt cîștigul și, respectiv, indicele de refracție la centrul benzii, S este lărgimea benzii (fig. 2.30) iar $g_m - g$ și $\bar{n}_m - \bar{n}$ sînt cîștigul și, respectiv, indicele de refracție la marginea benzii. Profilurile indicelui de refracție și cîștigului sînt reprezentate în figura 2.31. Profilul $g(x)$ reprezintă profilul cîștigului net în ghidul de undă incluzînd și pierderile, cum ar fi absorbția pe purtători liberi. Distribuția spațială a cîmpului optic al unui laser s-a măsurat cu o instalație a cărei schemă este reprezentată în figura 2.32. Baleiajul luminii emise de joncțiune (în lungul joncțiunii) se realizează cu o oglindă rotitoare iar profilul spațial al luminii emise, la o lungime de undă selectată, se măsoară prin detecția luminii cu un fotomultiplicator. Profilul intensității totale a fost detectat cu o fotodiodă *p-i-n* folosită în locul spectrometrului și fotomultiplicatorului. Profilul intensității, detectat de către fotomultiplicator

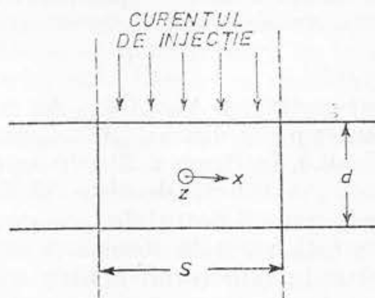


Fig. 2.30. — Sistemul de coordonate folosit pentru calculul parametrilor laserului; S este lărgimea benzii, xz este planul joncțiunii, d este grosimea regiunii active.

sau fotodiodă, este expus pe un osciloscop *și în același* timp pe un integrator de unde este trecut la un înregistrator X—Y. În [72] s-a măsurat în acest fel distribuția spațială a luminii în lungul joncțiunii într-un laser cu stra-

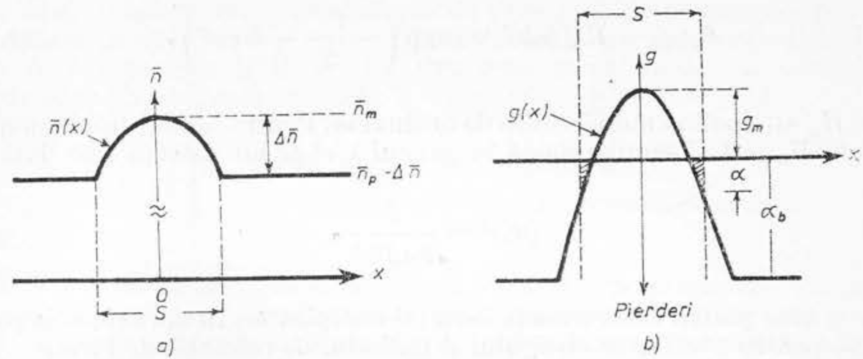


Fig. 2.31. — Profilul indicelui de refracția (*a*) și al cîștigului (*b*).

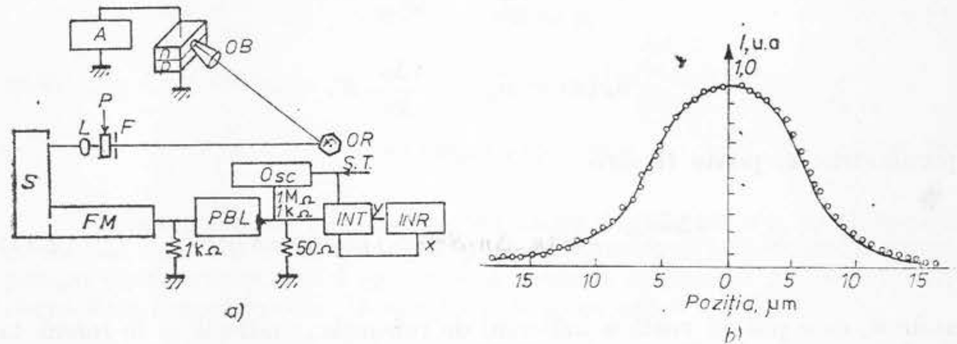


Fig. 2.32. — Schema instalației utilizate pentru măsurarea distribuției spațiale a intensității emise de un laser cu joncțiune, cu geometrie de bandă; *a*)—*A*— alimentator, *OB*— obiectiv, *OR*— oglindă rotitoare, *F* — fantă, *P* — polarizor, *L* — lentilă, *S* — spectrofotometru, FM — fotomultiplicator, PBL—preamplificator de bandă largă, OSC—oscilograf, INT—integrator, INR—inregistrator, S.T. — semnal triger.

tul activ, p-$Al_{0,08}Ga_{0,92}As$ cu grosimea de 0,12μm, cuprins între două strate p și n din $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$. Laserul considerat are factorul de focalizare $\Gamma=0,3$. În figura 2.32 este reprezentată intensitatea emisiei spontane măsurată, în funcție de distanță de-a lungul joncțiunii. Rezultatele experimentale coincid destul de bine cu cele teoretice [74]. În figura 2.33 este reprezentată variația observată în lărgimea distribuției intensității de-a lungul planului joncțiunii pentru emisia totală TE polarizată paralel cu planul joncțiunii și pentru emisia corespunzătoare lungimilor de undă a două moduri Fabry-Perot ale cavității laserului. Pentru creșterea preciziei măsurătorilor lărgimea totală s-a măsurat pentru jumătatea puterii emise. Pentru un mod de formă gaussiană, lărgimea totală în punctul $1/e^2$, $2w_e$ este de 1,7 ori mai mare decît lărgimea pentru puterea pe jumătate dată în figură. Menționăm că în figură cercurile goale și „X" reprezintă valorile măsurate ale intensității emise pentru lungimile de undă a două moduri longitudinale TE iar cercurile pline reprezintă valorile pentru intensitatea

totală TE polarizată, emisă. Rezultatele experimentale reprezentate în figura 2.33 arată că pentru valori ale curentului sub valoarea de prag, cu creșterea curentului, profilul spațial al intensității emise se îngustează considerabil. (Linia verticală din interiorul figurii 2.33 delimitează valoarea curentului de prag; a se vedea și scala de sus). O îngustare a profilului, dar mai slabă, cu creșterea curentului, se observă și la curenți peste valoarea de prag.

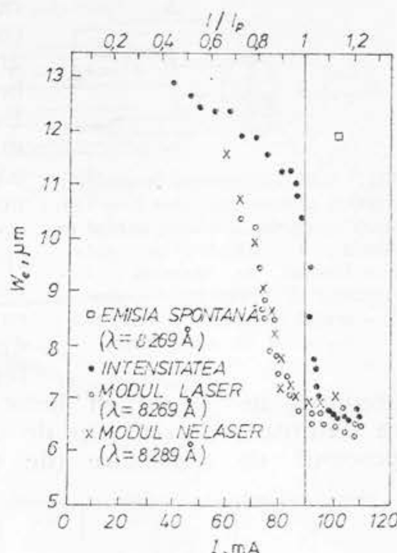


Fig. 2.33. — Variația semilărgimii distribuției intensității luminii emise de către un laser cu heterojoncțiune dublă din AlGaAs. Intensitatea emisiei spontane măsurată în funcție de poziția de-a lungul joncțiunii într-un laser.

E. *Degradarea laserilor cu diode semiconductoare*

Degradarea dispozitivului se datorează degradării contactelor, a joncțiunii, a materialului însuși precum și efectelor termice care dau naștere la tensiuni mecanice. Vom considera mai întîi degradarea materialului însuși. Pentru îmbunătățirea stabilității performanțelor diodelor laser, calea cea mai realistă ar fi să se clarifice întîi mecanismul care conduce la degradarea acestora. S-a arătat că degradarea rapidă (aproximativ 10^2h) s-ar datora creșterii concentrației așa-numitelor defecte liniare de întuneric (DLI) care se dezvoltă după direcțiile anumitor axe cristaline (<100> și <110>) și care favorizează recombinarea neradiantă. Studii de catodoluminescență, microscopie electronică, etc. au arătat că aceste dislocații apar în special în regiunea activă. Unii autori au identificat DLI cu rețele de dipoli de dislocații de alunecare sau suprapunere; acești dipoli ar fi de tipul vacanțelor și interstițiilor [75] (de exemplu în GaAs atomi de Ga în interstiții și vacanțe de As). S-a găsit că densitatea dislocațiilor crește în timp și este afectată considerabil de recombinarea purtătorilor, de fotoexcitație, dopaj, prezența unui cîmp electric, etc. Creșterea densității dislocațiilor și deci a degradării se manifestă printre altele prin creșterea curentului de prag. Densitatea dislocațiilor este influențată și de tensiunea mecanică aplicată pe structură. În [29] s-a studiat influența asupra îmbătrînirii laserului a unei tensiuni mecanice aplicată uniaxial, în timp ce prin structura laser trece un curent electric în sens direct. S-a utilizat un laser cu heterostructură dublă cu geometrie de bandă. Tensiunea mecanică s-a aplicat în direcție paralelă cu banda (fig. 2.34). Tensiunea mecanică se aplică prin intermediul unui cilindru de oțel și a două blocuri de diamant. În figura 2.35 *c* este reprezentată creșterea curentului de prag datorată degradării în funcție de tensiunea mecanică de degradare pentru două valori ale curentului folosit în timpul degradării. La o tensiune $\sigma = 3{,}1 \cdot 10^8$ dyn/cm^2 și densitate de curent de 2kA/cm^2, se observă o creștere considerabilă a degradării. În figura 2.36 este reprezentată dependența ratei de degradare (variația curentului de prag) în funcție de curentul electric folosit în timpul degradării la diverse tensiuni mecanice aplicate.

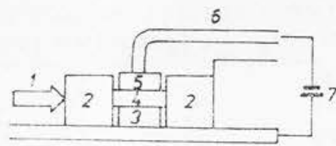


Fig. 2.34. — Schema aparatului utilizat pentru aplicarea unei tensiuni mecanice și a unui curent pe diodă: *1* — cilindru de oțel; *2* — blocuri de diamant; *3* — capcană de căldură; *4* — proba; *5* — metal adaptor; *6* — electrod; *7* — sursă de alimentare.

Se observă că degradarea crește cu creșterea curentului de injecție folosit în timpul degradării. În [76] s-au realizat defecte prin bombardarea cu electroni de energie 1MeV. Defectele apărute prin iradiere sînt vacanțe, intersiții sau complexe. S-a observat că în compușii ternari sau cu mai multe componente rata de degradare a laserilor depinde de compoziție [77] și de lărgimea benzii interzise [78]. Defectele DLI, defecte ce se caracterizează printr-o viteză mare de creștere care depinde de nivelul de excitație și de o direcție de creștere preferențială, sînt caracteristice structurilor de tipul (GaAl)As. Degradarea în laserii cu heterojoncțiune dublă din (InGa) (AsP) nu se datorează acestui tip de defecte [79]. O altă observație este că procesul de degradare (de creștere a densității dislocațiilor) este

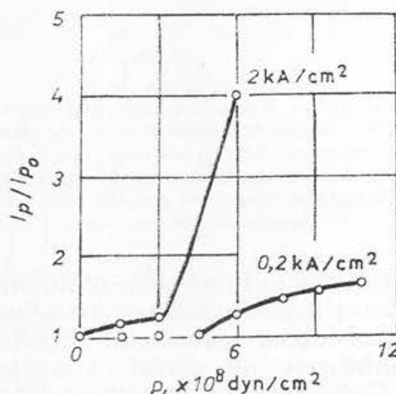


Fig. 2.35. — Dependența curentului de prag funcție de tensiunea mecanică.

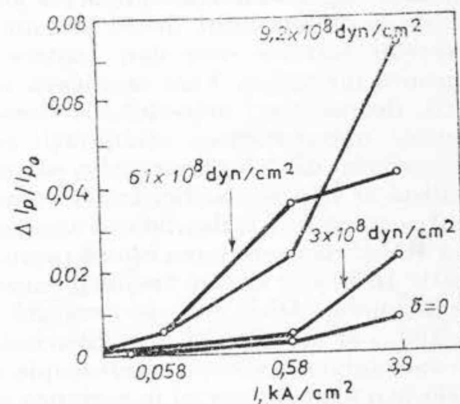


Fig. 2.36. — Dependența ratei de degradare de curentul de degradare.

activat termic cu o energie de activare (formare) în jur de 1eV sau mai mică. Scăderea timpului de viață a diverselor dispozitive cu temperatura de lucru este reprezentată în figura 2.37. Energia de activare pentru laserii cu heterojoncțiune dublă din AlGaAs este de 0,7eV. Pentru îmbunătățirea performanțelor și creșterea timpului de viață a laserului este important să se micșoreze densitatea de defecte din substrat și din stratul epitaxial. Apariția DLI poate fi evitată dacă procesele de creștere și de prelucrare se fac cu extrem de multă grijă. În figura 2.38 este reprezentată degradarea într-un laser cu heterojoncțiune simplă în funcție de rata de răcire din timpul preparării dispozitivului, în faza după realizarea epitaxiei. Răcirea foarte rapidă, pînă la 20°C/min, îmbunătățește timpul de viață a dispozitivului, aceea cu rata de 0,2°C/min. duce la degradarea cu 50 % a dispozitivului după 200 ore de funcționare, iar cu 0,8°C/min. duce la degradarea cu 50 % a dispozitivului după 500 ore în timp ce răcirea cu rata de 20°C/ /min. nu a dus la nici o degradare în timpul de funcționare de 1 000 ore. Explicația influenței ratei de răcire asupra degradării constă în formarea de centre neradiative. Răcirea rapidă micșorează concentrația de vacanțe

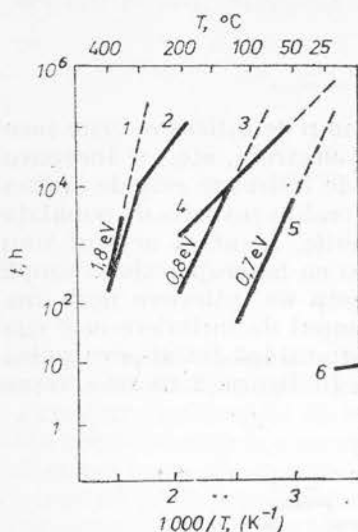


Fig. 2.37. — Dependența de temperatură a timpului de viață a diverselor dispozitive, exprimat în ore : 1 — diode IMPATT din GaAs ; 2 — diode Gunn din GaAs ; 3 — diode luminescente din GaAsP ; 4 — diode luminescente din GaAs ; 5 — laseri cu heterojoncțiune dublă din GaAlAs ; 6 — diode tunel din GaAs.

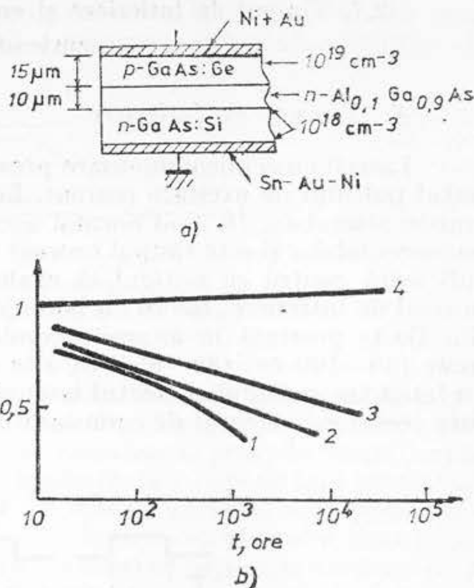


Fig. 2.38. — Laserul cu heterojoncțiune simplă (a) degradarea pentru diverse cicluri de răcire (intensitatea radiației în unități relative în funcție de timpul de funcționare (b) : 1 — 0,2°C/ /min ; 2 — 0,8°C/min ; 3 — 2°C/min ; 4 — 20°C/ /min.

și de atomi interstițiali. O altă măsură pentru evitarea degradării constă în eliminarea excesului de tensiuni mecanice reziduale. În acest scop cristalul se acoperă cu un strat protector eliminîndu-se posibilitatea oxidării suprafeței (fig. 2.39) [80]. Am amintit la începutul acestui paragraf că un rol însemnat îl joacă și degradarea contactului și a joncțiunii. S-a observat o degradare ușoară a contactelor cînd se folosesc conductori de legătură din aluminiu, în instalația ultrasonoră de realizare a contactelor, în special cînd aceste contacte se fac cu aur. De aceea este mai indicat să se realizeze contacte prin aliere, dar timpul de aliere nu trebuie să fie prea lung, pentru a nu pătrunde în adîncimea materialului semiconductor atomi metalici. Un contact bun trebuie să asigure și o conducție bună [80]. Defectele prezente în aria joncțiunii se dezvoltă sub influența unei tensiuni mecanice sau a căldurii rezultate la trecerea curentului electric.

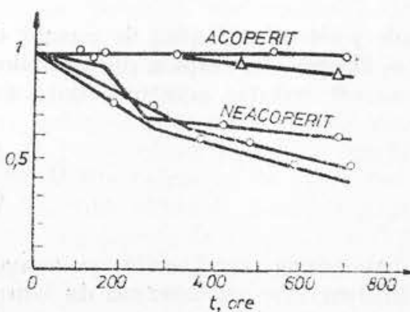


Fig. 2.39. — Intensitatea radiației în funcție de timpul de funcționare în cazul cristalului acoperit și neacoperit cu material protector.

2.7. Timpul de întîrziere și comutarea internă în laserii cu semiconductoare

A. *Timpul de întîrziere*

Laserii cu semiconductoare prezintă un timp de întîrziere între inceputul pulsului de excitare (curent, fascicol de electroni, etc.) și începutul emisiei stimulate. În mod normal acest timp de întîrziere este de ordinul nanosecundelor și este timpul necesar pentru a realiza inversia de populație suficientă pentru ca cîștigul să egaleze pierderile. În afara acestui timp normal de întîrziere, laserii cu homojoncțiuni și cu heterojoncțiune simplă din GaAs prezintă în anumite condiții un timp de întîrziere mult mai mare (50—100 ns) [82—85]. În alte cazuri timpul de întîrziere este egal cu lungimea pulsului și efectul laser apare imediat după terminarea pulsului; acesta este efectul de comutare internă Q. În figura 2.40 este repre-

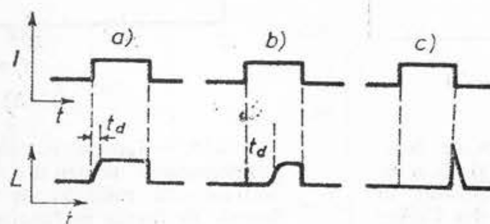


Fig. 2.40. — Întîrzierea în laserii cu semiconductoare: *a* — timp de întîrziere scurt; *b* — timp de întîrziere lung; *c* — comutarea internă Q.

zentat schematic timpul de întîrziere în laserii cu semiconductoare. Concentrația purtătorilor de sarcină în funcție de timp este determinată de ecuația

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{qd} - \frac{n}{\tau},$$

unde j este densitatea de curent de injecție, d — lărgimea regiunii active, τ — timpul de viață a purtătorilor de sarcină. Cu condiția la limită $n = 0$ la $t = 0$, soluția acestei ecuații este

$$n(t) = \frac{j\,\tau}{q\,d}\,(1 - e^{-t/\tau}).$$

Concentrația purtătorilor și, în consecință, cîștigul atinge valoarea sa de echilibru într-un interval de timp de cîțiva τ. În această situație emisia laser are loc după un timp scurt de întîrziere

$$t_d = \tau \ln \frac{j}{j - j_p},$$

unde j_p este curentul de prag. Timpul lung de întîrziere apare peste o anumită temperatură, cuprinsă în domeniul 90—340 K, T_c, numită temperatură critică. Simultan se observă o creştere a curentului de prag. T_c

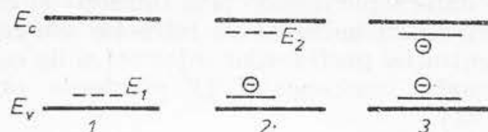


Fig. 2.41.— Modelul cu centre acceptoare cu două nivele : 1 şi 3 sînt stări care nu absorb iar 2 este starea care absoarbe fotoni.

depinde de materialul din care este construit laserul, de procedeul de fabricare, de lungimea şi de lărgimea regiunii active. Timpul de întîrziere scade cu creşterea curentului de injecţie peste valoarea de prag. În scopul explicării acestui fenomen s-au propus mai multe modele care de fapt reprezintă tot atîtea cauze ale apariţiei efectului. În cele ce urmează vom prezenta o sinteză asupra acestor probleme [86—87]. Întîrzierea efectului laser poate fi produsă prin : (1) întîrzierea atingerii inversiei de populaţie necesare şi (2) întîrzierea egalizării pierderilor de către cîştig, datorită absorbţiei fotonilor, sau pierderii acestora prin difracţie, or străpungerea ghidajului, cu toate că inversia de populaţie a fost realizată.

Întîrzierea atingerii inversiei de populaţie se poate realiza prin captura purtătorilor injectaţi de către centre de captură [82] sau prin acţiunea cîmpului electric şi dependenţa spaţială a timpului de viaţă asupra distribuţiei sarcinii, care este funcţie de temperatură [88]. În primul caz, pentru a se obţine timpii de întîrziere observaţi experimental este necesară o concentraţie mare (aproximativ 10^{19} cm^{-3}) de centre de captură ceea ce este puţin probabil să existe. De asemenea, în acest model nu se poate explica existenţa unei temperaturi de tranziţie. În al doilea caz, cu creşterea temperaturii, maximul distribuţiei sarcinii se deplasează spre timpi de viaţă mai mari (în condiţiile existenţei unei dependenţe spaţiale corespunzătoare a timpului de viaţă, ceea ce apare natural în laserii realizaţi prin difuzie) ; contribuţia acestui efect la timpul de întîrziere nu este mare. Acest efect poate explica satisfăcător comutarea internă Q.

Întîrzierea datorită absorbţiei fotonilor poate fi determinată de : (a) absorbţia fotonilor de către centre de absorbţie [85], (b) de către centrele acceptate cu două nivele [83], (c) de către benzile de impurităţi [89] şi (d) de către nivele virtuale. Pierderile prin difracţie şi străpungerea ghidajului [90] se datorează perturbării indicelui de refracţie de către purtătorii injectaţi în regiunea activă şi de către căldura Joule degajată [91], precum şi perturbării profilului indicelui de refracţie de către redistribuirea purtătorilor în timpul pulsului datorită căldurii Joule degajate [86]. În figura 2.41 este reprezentat modelul cu centre de captură cu două nivele acceptoare pentru electroni. La temperaturi joase centrele sînt dublu ionizate. Prin captura unui electron din banda de valenţă centrul trece în starea 2 ; în materialul de tip p probabilitatea acestei tranziţii creşte cu creşterea temperaturii. Nivelul E_2 din starea 2 poate să treacă în starea 3 prin captura unui electron din banda de valenţă care se face cu absorbţia unui foton cu energia emisiei laser. Starea 3 este o stare neutră, în care sis-

temul nu mai absoarbe fotoni. Astfel, cîştigul rămîne mai mic decît pierderile pînă se saturează toate nivelele E_2. Acesta este timpul lung de întîrziere a apariţiei efectului laser. După cum am menţionat [86], întîrzierea efectului laser, chiar în condiţiile în care este realizată inversia de populaţie, se mai poate datora pierderilor prin difracţie şi străpungerii ghidajului din cauza perturbării indicelui de refracţie din regiunea activă, de către variaţia concentraţiei purtătorilor injectaţi şi de către căldura Joule degajată. Pentru modul fundamental TE pierderile prin diffracţie sînt date de expresia [92]

$$\alpha_{\rm dif} = \frac{\alpha_1 + F\,\alpha_3}{G},$$

unde α_1 este coeficientul de absorbţie din regiunea 1, α_3 — coeficientul de absorbţie din regiunea 3 (fig. 2.42) iar F şi G sînt funcţii care depind de parametrii ghidajului. În figura 2.43 este reprezentată dependenţa pierderilor prin difracţie de diferenţa Δ_1 dintre indicii de refracţie din regiunea 2 şi regiunea 1 ($\Delta_1 = \bar{n}_2 - \bar{n}_1$). Din figură reiese că există o valoare minimă a lui Δ_1 sub care nu mai este posibilă ghidarea. Cînd Δ_1 se apropie de această valoare minimă, $\alpha_{\rm dif}$ creşte abrupt. În cele ce urmează vom discuta variaţia indicelui de refracţie în regiunea activă. El variază în timpul curgerii curentului electric datorită purtătorilor injectaţi şi căldurii Joule degajate, de asemenea, cu focalizarea luminii în ghid. Cu variaţia concentraţiei purtătorilor de sarcină, marginea de absorbţie se deplasează spre energii mai mari sau mai mici. Deoarece indicele de refracţie este dependent de coeficientul de absorbţie (prin intermediul relaţiilor Kramers-Kronig), orice variaţie a marginii benzii de absorbţie este însoţită de o variaţie corespunzătoare a indicelui de refracţie. S-a arătat [93] că variaţia indicelui de refracţie depinde aproximativ liniar de concentraţia purtătorilor liberi după expresia

$$\Delta\bar{n} \approx -k\Delta n. \tag{2.35}$$

Constanta k de proporţionalitate poate fi cuprinsă în domeniul 10^{-20}—10^{-21} cm^{-3}, depinzînd de condiţiile de funcţionare (dopaj, temperatură, etc.). Trecerea curentului prin regiunea activă degajă căldură care duce la creşterea temperaturii acestei regiuni. Se poate presupune că încălzirea este

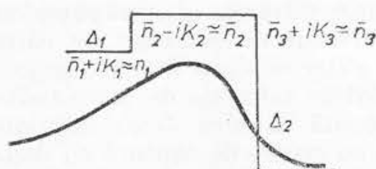


Fig. 2.42. — Schema unui ghid de unde ; Δ_1 şi Δ_2 sînt salturile în indicii de refracţie la marginile sale : $\Delta_1 = n_2 - n_1$, $\Delta_2 = n_2 - n_3$. Este reprezentat şi profilul modului de undă fundametal.

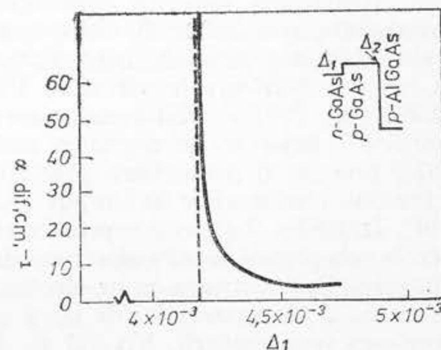


Fig. 2.43. — Pierderile prin difracţie ale ghidului de undă în funcţie de Δ_1.

adiabatică, întrucît lărgimea pulsului de curent este mică, de ordinul a 100 ns, şi aproape întreaga cantitate de căldură se degajă în regiunea activă. Astfel, lărgimea benzii interzise din regiunea activă descreşte faţă de banda interzisă a regiunilor vecine şi în consecinţă creşte diferenţa dintre indicele de refracţie al regiunii active şi cel al regiunilor vecine. Creşterea indicelui de refracţie datorată căldurii este dată de expresia

$$\Delta\bar{n} = \varkappa \Delta T, \tag{2.36}$$

unde $\varkappa = 4 \cdot 10^{-4}K^{-1}$. Creşterea, ΔT, a temperaturii cu densitatea, j, a curentului electric şi cu timpul, t, este dată de expresia

$$\Delta T = \frac{Vj(1-\eta)}{\gamma c d}, \tag{2.37}$$

unde V este tensiunea aplicată pe joncţiune, η — eficienţa radiantă internă, γ densitatea materialului (5,32 g/cm^3 pentru GaAs), c — căldura specifică a materialului (0,067J/g · °C) şi d — grosimea regiunii active. Apariţia amplificării radiaţiei în regiunea activă contribuie efectiv la confinarea luminii, care este echivalentă cu o creştere a indicelui de refracţie în regiunea activă dată de

$$\Delta\bar{n} = \frac{\lambda}{8\pi} g, \tag{2.38}$$

unde λ este lungimea de undă a modului de radiaţie iar $g = \beta_0 j^s$, $s = 2 \div 3$ [94]. În [91] s-a folosit $s = 2{,}5$ şi $\beta_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-8}\text{cm}^{-1}/(\text{A/cm}^2)^{2,5}$. Relaţia (2.38) este valabilă în realitate numai pentru o distribuţie Gauss a modului de radiaţie. O contribuţie la variaţia diferenţei dintre indicii de refracţie o aduce modificarea profilului distribuţiei purtătorilor liberi datorită căldurii Joule degajate în timpul pulsului de curent [86]. Se consideră un laser cu heterojoncţiune simplă, aşa cum este reprezentat în figura 2.44. Cîmpul intern $\mathscr{E}_r$ în regiune p-GaAs, care este regiunea activă, şi cîmpul aplicat $\mathscr{E}_a$, din această regiunea, determină un anumit profil al distribuţiei purtătorilor de sarcină. Acest profil depinde, printre altele, de grosimea regiunii p-GaAs şi de temperatură. În figura 2.45 este reprezentată distribuţia concentraţiei purtătorilor injectaţi în regiunea p-GaAs în cazul $j_0 = \text{constant} = q\int R dx$, unde j_0 este densitatea curentului electric iar R — rata recombinării radiante; se folosesc două valori ale parametrului

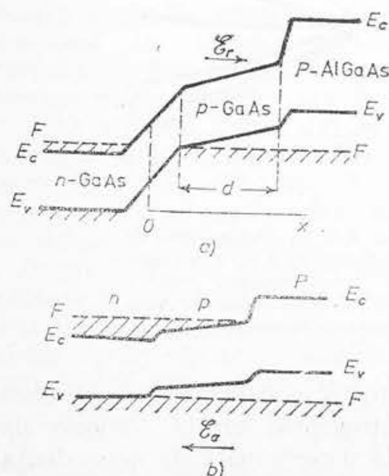


Fig. 2.44. — Reprezentarea schematică a benzilor de energie ale unui laser cu heterojoncţiune simplă la echilibru (a) şi la polarizare directă (b).

$r : r = 1/2$ (curba *1*) și $r = 1/4$ (curba *2*). Parametrul r este definit de relația

$$r = \frac{1}{2}\frac{\mu \mathscr{E} \tau}{L} = \frac{1}{2}\frac{\mu}{L}\tau\left(j_0\rho - \frac{kT}{q}\alpha\right), \tag{2.39}$$

unde α este gradientul impurităților de dopaj, în regiunea p-GaAs, raportat la concentrația acestora (s-a presupus o dependență exponențială a concentrației impurităților cu distanța), μ — mobilitatea, τ — timpul de viață, L — lungimea de difuzie a electronilor iar ρ rezistivitatea regiunii p-GaAs; $\mathscr{E} = \mathscr{E}_a - \mathscr{E}_r$. În figura 2.46 este reprezentată dependența de

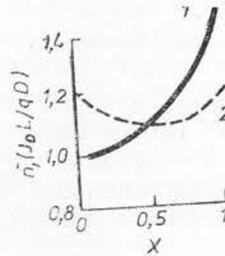


Fig. 2.45. — Distribuția concentrației purtătorilor de sarcină în regiunea p-GaAs.

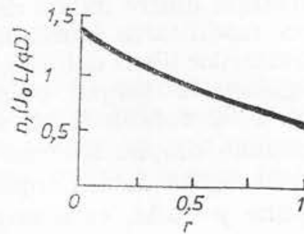


Fig. 2.46. — $n(0)$ în funcție de r pentru J_0 = constant.

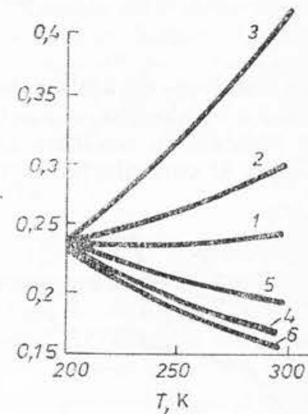


Fig. 2.47. — Dependența de temperatură a lui r în regim de curent constant (curbele *3, 5, 6*) și în regim de cimp constant (curbele *1, 2, 4*).

r a concentrației electronilor la $x = 0$ pentru j_0 = constant. Se observă că $n(0)$ descrește cu creșterea lui r și în consecință, crește indicele de refracție. Dependența lui r de temperatură este determinată de dependența de temperatură a mobilității și timpului de viață a purtătorilor de sarcină precum și a celorlalți parametrii care intervin în relația (2.39). Cîteva exemple sînt reprezentate în figura 2.47, curbele corespunzînd următoarelor situații: (1) $\mu \sim T^{1/2}$; $j_0\rho$ = constant; (2) $\mu \sim T^{3/2}$, $j_0\rho$ = constant;

(3) $\mu \sim T^{-1}$, j_0 = constant, $\rho \sim T^{2,1}$; (4) $j_0\rho$ = constant, $\mu \sim T^{-1}$; (5) j_0 = constant, μ, $\mu_p \sim T^{1/2}$; (6) j_0 = constant, $\mu \sim T^{3/2}$, $\mu_p \sim T^{-3/2}$. S-a considerat $\alpha = 0$, adică absența unui gradient al concentrației impurităților ceea ce corespunde unei heterostructuri obținută prin epitaxie din fază lichidă. Așa cum reiese din figura 2.47, în funcție de diversele situații considerate, r crește sau scade cu creșterea temperaturii. Dacă la timpul $t = 0$ diferența dintre indicele de refracție din regiunea pasivă (n-GaAs) și regiunea activă (p-GaAs) este Δ_1, atunci la un moment t din timpul pulsului de curent aplicat pe structură, această diferență devine Δ_1' și are valoarea

$$\Delta_1' = \Delta_1 - k\Delta n + \varkappa\Delta T - k\Delta n_T(t) + \frac{\lambda}{8\pi}\beta j^s. \tag{2.40}$$

Termenul $-k\Delta n_T(t)$ constituie variația indicelui de refracție datorită variației concentrației $n(0)$ în timpul pulsului de curent ca rezultat al variației temperaturii. Astfel, variația indicelui de refracție datorită încălzirii structurii în timpul pulsului de curent conține doi termeni

$$\Delta\bar{n}(T) = \varkappa\Delta T - k\Delta n_T(t), \tag{2.41}$$

$\Delta n_T(t)$ poate avea valoare pozitivă sau negativă, în funcție de parametrii materialului și de condițiile externe. În figura 2.48 se reprezintă variația cu ΔT a lui $n(0)$ raportată la n_0; n_0 este valoarea lui $n(0)$ la $t = 0$. Curbele *1 — 8*, *19* și *20* s-au trasat pentru $\mu \sim T^{1/2}$, $\rho \sim T^{-1/2}$ și curbele *9 — 18* pentru $\mu \sim T^{-1}$, $\rho \sim T^{2,1}$. Numerele fără soț sînt pentru regim de curent constant (j_0 = constant în timpul pulsului), iar numerele cu soț sînt pentru regim de cîmp constant ($\mathcal{E}$ = constant în timpul pulsului de curent). Pentru r s-au folosit următoarele valori de referință la $t = 0$: $r = 0,1$ (curbele *1, 2, 9, 10*); $r = 0,25$ (curbele *3, 4, 11, 12, 17 — 20*); $r = 2$ (curbele *7, 8, 15, 16*); $T = 200$K și concentrația purtătorilor injectați la această temperatură, $n_0 = 6,6 \cdot 10^{17}$cm^{-3}. Unele exemple sînt prezentate în tabela 2.6. Deoarece cele mai multe din structurile recente se obțin prin epitaxie lichidă, cele mai multe din curbele reprezentate (*1 — 16*) sînt pentru $\alpha = 0$ și curbele (*17 — 20*) sînt pentru $\alpha = 10^4$ cm^{-1} (care corespunde în general regiunii active difuzate). Pentru $\alpha = 0$ curba *17* devine curba *15*, curba *18* devine curba *16*, curba *19* devine curba *7* și curba *20* devine curba *8*.

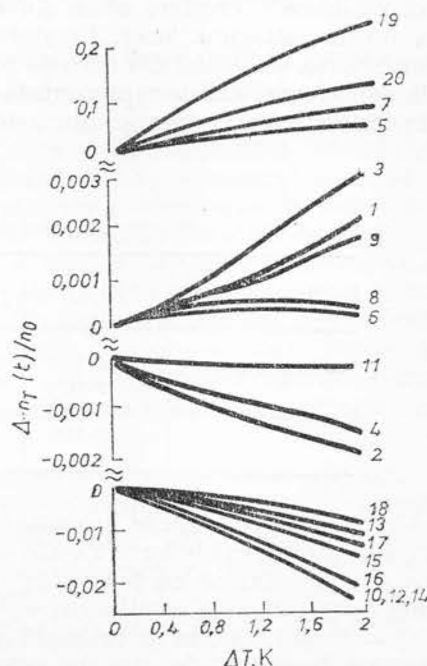


Fig. 2.48. — $\Delta n_T(t)$ în funcție de ΔT pentru regim de curent constant și regim de cîmp constant.

Tabela 2.6

Cîţiva parametri şi variaţia temperaturii datorită căldurii Joule

J, A/cm²	ρ, Ωm	r	ΔT, K	μ, m²/V·s	τ,s	L, m
$2{,}5\cdot10^8$	$1{,}6\cdot10^{-4}$	2	$1{,}4\cdot10^7t$	10^{-1}	$2\cdot10^{-9}$	$2\cdot10^{-6}$
$2{,}5\cdot10^8$	$8\cdot10^{-5}$	1	$7\cdot10^6t$	10^{-1}	$2\cdot10^{-9}$	$2\cdot10^{-6}$
$2\cdot10^8$	$8\cdot10^{-5}$	0·25	$7\cdot10^6t$	$5\cdot10^{-2}$	10^{-9}	$2\cdot10^{-6}$
10^8	$8\cdot10^{-5}$	0·1	$1{,}1\cdot10^6t$	$5\cdot10^{-2}$	10^{-9}	$2\cdot10^{-6}$

Efectul laser începe cînd este îndeplinită relaţia (2.12), adică cîştigul egalează pierderile. Pentru $R = 0{,}32$ şi $L = 2\cdot10^{-2}$cm, pierderile prin transmisie se ridică la valoarea $(1/L)\ln(1/R) = 57{,}5$ cm^{-1}. Pentru $\rho = 1{,}6\cdot10^{-4}\Omega$m ($p_0 = 2{,}5\cdot10^{18}$cm^{-3}) se obţine $\alpha' = 12{,}5$cm^{-1} şi pentru $\rho = 8\cdot10^{-5}\Omega$m($p_0 = 9\cdot10^{18}$cm^{-3}) se obţine $\alpha' = 27$cm^{-1}. α_{dif} se determină din valoarea lui $\Delta\bar{n}(9\cdot40)$ la $x = 0$. Pentru $s = 2{,}25$, $\beta = 1{,}58\cdot10^{-8}$ cm^{-1}/(A/cm^2)$^{2.25}$ şi $J = 2{,}5\cdot10^4$ A/cm^2 se obţine valoarea cîştigului $g = \beta J^{2.25} = 124$cm^{-1}. Pentru această valoarea a lui g valoarea minimă a lui α_{dif} necesară ca să poată începe emisia laser este (din ecuaţia (2.12)), de 54 cm^{-1} cînd $\rho = 1{,}6\cdot10^{-4}\Omega$ m şi $\alpha_{\text{dif}} = 37{,}5$ cm^{-1} pentru $\rho = 8\cdot10^{-5}\Omega$m. Din figura 2.43 rezultă că emisia laser începe cînd Δ_1' devine $42{,}1\cdot10^{-4}$ şi, respectiv, $42{,}3\cdot10^{-4}$. Pentru $\lambda = 0{,}83\mu$m, ultimul termen din relaţia (2.40) devine egal cu $4{,}1\cdot10^{-4}$; $\Delta_1 = 0{,}01$ şi pentru $k = 10^{-20}$cm^3 şi $\Delta n = n(0) = 6{,}6\cdot10^{17}$cm^{-3} se obţine $k\Delta n = 6{,}6\cdot10^{-3}$. Cu aceste date rezultă din (2.40) că în timpul pulsului de curent trebuie să se realizeze o creştere a lui $\Delta\bar{n}$ cu $4\cdot10^{-4}$ şi respectiv, $4{,}2\cdot10^{-4}$ pentru a obţine acţiunea laser. Creşterea lui $\Delta\bar{n}$ este dată de ecuaţia (2.41) şi întîrzierea se obţine din această relaţie folosind datele din tabela 2.6. Luînd în considerare datele reprezentate în figura 2.48 se obţin pentru timpul de întîrziere valorile reprezentate în tabela 2.7.

Tabela 2,7

Valorile timpului de întîrziere în cîteva cazuri

Regimul de lucru	ΔT	t_d, ns ($\mu \sim T^{-1}$, $\mu_p \sim T^{-2.1}$)	t_d, ns ($\mu \sim T^{1/2}$, $\mu_p \sim T^{1/2}$)
j = constant	$1{,}4\cdot10^7t$	63(66)	78(91)
	$7\cdot10^6t$	135(140)	160(193)
$\mathcal{E}$ = constant	$1{,}4\cdot10^7t$	61(69)	70(82)
	$7\cdot10^6t$	128(143)	150(171)

Datele prezentate în paranteză au fost evaluate pentru $\alpha = 10^4$ cm^{-1} (corespunzînd curbelor (*17* ÷ *20*) din fig. 2.48) iar celelalte sînt pentru $\alpha = 0$ (corespunzînd curbelor *15*; *16* şi *7*; *8*). Prima observaţie este că timpul de întîrziere în cazul μ, $\mu_p \sim T^{1/2}$, este mai mare decît în cazul $\mu \sim T^{-1}$, $\mu_p \sim T^{-2.1}$. Aceasta se întîmplă deoarece în primul caz concentraţia purtătorilor de sarcină la $x = 0$ creşte cu creşterea temperaturii (curbele *7*; *8*) iar în celelalte cazuri descreşte (curbele *15*; *16*). A doua observaţie este că în ambele cazuri prezenţa unui cîmp retardat (datele înscrise între paran-

teze) duce la creşterea timpului de întîrziere (în comparaţie cu situaţia $\alpha = 0$) deoarece cîmpul retardat determină creşterea concentraţiei purtătorilor la $x = 0$ şi, prin urmare, la o discontinuitate mai mare a indicelui de refracţie.

B. *Comutarea internă Q*

Timpul de întîrziere poate să fie egal cu lungimea pulsului de curent şi să apară emisie laser imediat după terminarea pulsului de curent. Aceasta este fenomenul de comutare Q internă. În figura 2.49 sînt reprezentate regiunile de timp lung de întîrziere şi comutare internă Q într-un laser cu heterojoncţiune simplă. Regiunea I este regiunea de emisie laser, regiunea II este regiunea de emisie spontană iar regiunea haşurată este regiunea de comutare Q internă. În modelul reprezentat în figura 2.41, comutarea internă se explică prin golirea foarte rapidă a nivelului E_1 la sfîrşitul pulsului de curent. În modelul cîmpului intern [88] comutarea Q se explică prin creşterea locală a concentraţiei purtătorilor de sarcină, la sfîrşitul pulsului de curent, peste valoarea de prag. În timpul pulsului de curent, efectul cîmpului intern $\mathscr{E}_r$ (fig. 2.44) este micşorat datorită creşterii lungimii de difuzie pe de o parte iar pe de altă parte datorită cîmpului electric $\mathscr{E}_a$ aplicat. La terminarea pulsului de curent aceste efecte sînt reduse şi efectul cîmpului retardat devine mai mare decît în timpul său.

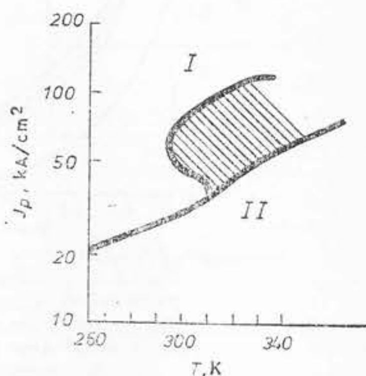


Fig. 2.49. — Dependenţa de temperatură a curentului de prag într-un laser cu heterojoncţiune simplă.

În figura 2.50 [88] se reprezintă distribuţia purtătorilor de sarcină la diverse momente de timp într-un laser cu joncţiune p-n. Curba *1* reprezintă distribuţia purtătorilor de sarcină la momentul terminării pulsului de curent, curba *2* reprezintă distribuţia la momentul $t = 0{,}04\ \tau$ de la terminarea pulsului iar curba *3* reprezintă distribuţia la momentul $t_{,}= 0{,}1\tau$ de la terminarea pulsului şi curba *4* reprezintă distribuţia la $t = \tau$ de la terminarea pulsului (τ este timpul de viaţă a purtătorilor de sarcină). Se observă că pentru $t=0{,}04\tau$ şi $t = 0{,}1\tau$ de la terminarea pulsului, există o regiune spaţială în care concentraţia purtătorilor de sarcină are valoare mai mare decît în timpul pulsului de curent, valoare ce poate depăşi pe aceea de prag şi deci favoriza efectul laser. Condiţia pentru apariţia comutării Q interne este ca la sfîrşitul pulsului de curent să fie îndeplinită relaţia $\mu\mathscr{E}_r\tau > L$.

În modelul pierderilor prin difracţie şi străpungerea ghidajului, comutarea Q este consecinţa directă a diferenţei dintre timpii de relaxare ai cîştigului şi pierderilor [86]. Pentru simplitate presupunem că după terminarea pulsului de curent, curentul electric scade după relaţia $j \sim \sim \exp(-t/\tau)$. În figura 2.51 se reprezintă cîştigul, g, şi pierderile α, după terminarea pulsului de curent; α_1 corespunde lui $\rho = 8 \cdot 10^{-3}\ \Omega$cm şi α_2 lui $\rho = 1{,}2 \cdot 10^{-2}\Omega$cm. Se observă că există un interval de timp scurt în care cîştigul depăşeşte pierderile; aşa cum rezultă din figură, datorită

pierderilor prin absorbţia pe purtători liberi, acest interval creşte cu creşterea rezistivităţii substratului. De asemenea acelaşi efect îl are lungimea pulsului datorită reducerii pierderilor prin încălzire Joule.

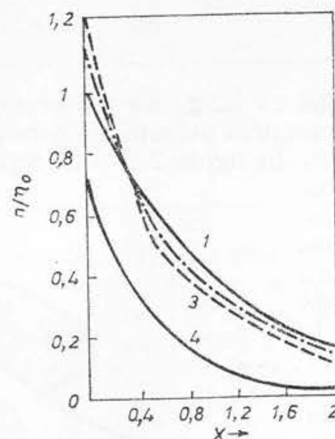


Fig. 2.50. — Concentraţia purtătorilor de sarcină la diverse intervale de timp de la terminarea pulsului de curent.

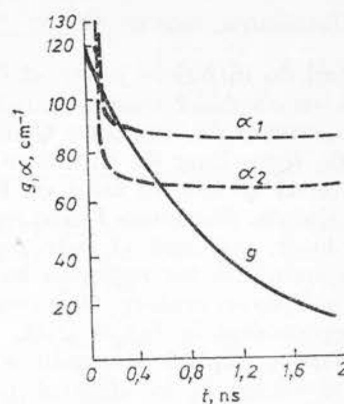


Fig. 2.51. — Relaxarea cîştigului şi pierderilor unui laser după terminarea pulsului de curent, indicînd regiunea de comutare Q, unde cîştigul depăşeşte pierderile.

2.8. Oscilaţii în laseri. Modularea

În aplicaţiile practice din domeniul comunicaţiilor la distanţă este necesară modularea luminii laser. Modularea la înaltă frecvenţă poate fi afectată de unele efecte de oscilaţie atît ale intensităţii luminii cît şi ale intensităţii curentului electric care pot apare datorită mai multor cauze [95]. La închiderea circuitului de alimentare a diodei laser apar oscilaţii ale intensităţii luminii, care se amortizează pînă se ajunge la starea staţionară. În figura 2.52 este reprezentat un circuit simplu de alimentare a unei diode laser în serie cu un rezistor. La $t = 0$ se deschide comutatorul K şi se alimentează dioda de la generatorul de curent. Curentul aplicat pe diodă arată ca o funcţie treaptă la $t = 0$((fig. 2.52*b*), iar intensitatea luminii emise este o funcţie oscilantă, amortizată, în jurul valorii medii I_m. Efectul se datorează interdependenţei concentraţiilor electronilor şi fotonilor şi existenţei unui timp finit pînă se ajunge la starea staţionară. Caracteristicile acestor oscilaţii depind de raportul dintre curentul care trece prin diodă şi curentul de prag şi de timpii de viaţă ai purtătorilor de sarcină, τ_s, şi fotonilor τ_f [96]. Oscilaţiile se întind pe o perioadă de timp egală cu aproximativ de două ori timpul de viaţă a purtătorilor de sarcină, τ_s (măsurată de la închiderea circuitului). În afara acestor oscilaţii, care se atenuează într-un timp foarte scurt, numite şi oscilaţii tranzitorii, care apar la aplicarea curentului electric funcţie treaptă, există şi oscilaţii continue, autoîntreţinute, care apar în laserii ce funcţionează în unde continue (de exemplu în curent alternativ). Acestea sînt oscilaţii atît ale curentului electric cît şi ale intensităţii radiaţiei emise şi se datorează efectului zgomo-

tului „alb", cuantic. El apare ca urmare a fluctuației intrinseci a ratei de generare a fotonilor și deci a purtătorilor de sarcină. Amplitudinea zgomotului scade cu creșterea ratei de pompaj; ea este mare în apropierea curentului de prag și scade rapid cu creșterea curentului peste valoarea de prag. Frecvența oscilațiilor variază de la MHz la GHz în funcție de rata de pompaj și de temperatură. Generarea oscilațiilor autoîntreținute se poate obține într-o structură cu o regiune de emisie și una de absorbție adiacente (tandem), fiecare regiune fiind alimentată separat (fig. 2.53). Ambele regiuni se află situate în aceeași cavitate optică. Regiunea de absorbție are coeficientul de absorbție dependent de densitatea fotonilor adică acționează ca un absorbant saturabil. Să presupunem că aplicăm curent pe cele două regiuni astfel ca în regiunea 1 curentul I_1 să fie deasupra valorii curentului de prag I_p iar în regiunea 2 curentul I_2 să fie sub valoarea lui I_p. Ca atare, în regiunea 1 apare emisia stimulată. Fotonii emiși în regiunea 1 pătrund în regiunea 2 unde sînt absorbiți și generează perechi electron-gol. La un moment dat purtătorii generați în regiunea 2 sînt în cantitate suficientă pentru a se realiza în această regiune inversia de populație și să apară emisia stimulată. Generarea fotonilor reduce concentrația purtătorilor sub valoarea necesară pentru inversia de populație, emisia luminii încetează și din nou fotonii emiși în regiunea 1 sînt absorbiți în regiunea 2 și ciclul se repetă. Prin urmare, o asemenea structură emite pulsuri de lumină laser. Printr-o distribuție neomogenă a inversiei de populație apar oscilații ale intensității luminii laser. Pentru transmiterea informației, lumina laser se modulează în acord cu informația ce trebuie transmisă. Se folosesc în general două scheme de modulare: modularea analogă și modularea digitală, sau în pulsuri. În modularea analogă lumina radiației transmise este proporțională cu semnalul de transmis. În acest scop trebuie să se obțină o relație liniară între intensitatea luminii emise și curentul de alimentare. Modularea în pulsuri, care se obține, de exemplu, prin alimentarea în pulsuri, se poate face în amplitudine, în lărgimea pulsului, în poziția pulsului sau codificată. În modularea în amplitudine, înălțimea fiecărui puls (de lumină) corespunde la o valoare dată a semnalului informației de transmis. În modularea în lărgime, lărgimea pulsului luminos corespunde la o valoare dată a semnalului informației de transmis.

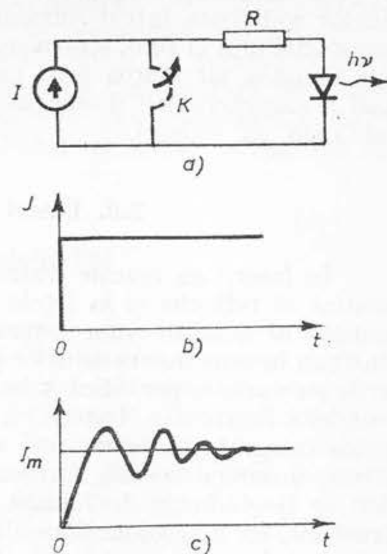


Fig. 2.52. Circuitul de alimentare a diodei laser (*a*), curentul de alimentare (*b*) și intensitatea luminii emise (*c*).

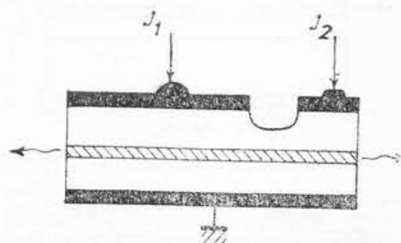


Fig. 2.53. — O diodă laser cu structură tandem.

În modularea poziţiei, deplasarea pulsului faţă de un timp de referinţă este proporţională cu semnalul informaţiei. Modularea codificată în pulsuri se se poate face : (a) prin eşantionarea semnalului de bază (de alimentare), (b) prin cuantificarea amplitudinii eşantioanelor (c) prin aranjarea eşantioanelor codificate într-o succesiune binară. În succesiunea binară se folosesc stările unu şi zero, starea unu fiind reprezentată, de exemplu, printr-un puls luminos iar starea zero prin absenţa acestuia. Datorită neliniarităţii mari a caracteristicii diodei laser este de dorit să se utilizeze modularea codificată în pulsuri.

2.9. Laseri cu reacţie distribuită

În laserii cu reacţie distribuită amplificarea luminii nu se obţine ca rezultat al reflexiei ei la feţele cavităţii ca în cavitatea Fabry-Perot ci ca rezultat al sumării unor împrăştieri Bragg care reflectă lumina în mod continuu în sens invers celui de propagare. Acest fenomen se obţine în structurile cu variaţie periodică a indicelui de refracţie în direcţia de propagare a undelor luminoase. Laserii cu reacţie distribuită se folosesc în circuitele optice integrate unde nu mai este posibil să se realizeze laseri cu feţele clivate deoarece aceştia formează un circuit monolitic cu alte elemente, cum ar fi ghidurile de lumină, modulatori, comutatori etc. O asemenea structură, cu heterojoncţiune dublă, este reprezentată în figura 2.54 [97] unde se observă structura ondulată a graniţei p-GaAs-p-$Ga_{0.7}$ $Al_{0.3}As$ ceea ce corespunde unei variaţii periodice a indicelui de refracţie al cavităţii. Perioada de variaţie este de 0,3—0,4 μm. Dezavantajul structurii reprezentată în figura 2.54 este posibilitatea prezenţei recombinării neradiante pe defectele introduse în timpul „săpării" şanţurilor de ondulare. Pentru înlăturarea acestui neajuns se utilizează o diodă mesa cu structură de bandă, în care regiunea ondulată este separată de regiunea activă. În această structură, reprezentată în figura 2.55, regiunea p-GaAs (care are grosimea de 0,2 μm) constituie atît ghidul optic cît şi stratul activ. Ondularea este construită între stratele p-$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ şi p-$Al_{0.17}Ga_{0.83}As$, ultimul strat fiind destul de subţire (aproximativ 0,1μm). Stratele n-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ şi p-

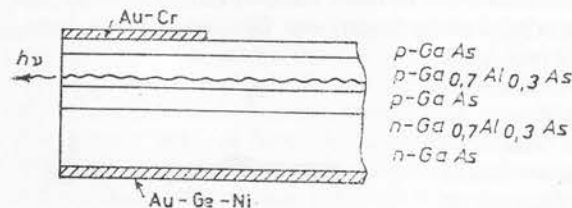


Fig. 2.54. — Secţiune într-un laser cu reacţie distribuită cu heterojoncţiune dublă.

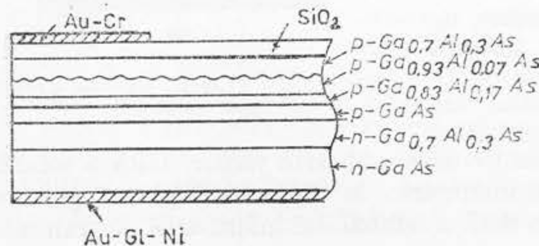


Fig. 2.55. — Secţiune într-un laser cu reacţie distribuită cu geometrie de bandă mesa.

-$Al_{0.17}Ga_{0.83}As$ confinează lumina în stratul p-GaAs ; stratul p-$Al_{0.17}Ga_{0.83}As$ acţionează ca o barieră pentru purtătorii injectaţi şi îi confinează pe aceştia, de asemenea, în regiunea activă. O parte din lumină pătrunde prin stratul subţire p-$Al_{0.17}Ga_{0.83}As$ în stratul ondulat p-$Al_{0.07}Ga_{0.93}As$ unde suferă fenomenul de reacţie distribuită şi în consecinţă de amplificare. Structura reprezentată funcţionează cu două moduri de lumină transversale notate $m = 1$ şi $m = 2$, însă în domeniul de temperatură 300—350K apare numai modul fundamental iar curentul de prag este de 1,2 ori mai mare decît în cazul unui dispozitiv Fabry-Perot de aceeaşi structură, însă fără ondulare [97].

2.10. Principiul holografiei

O hologramă se deosebeşte de o fotografie obişnuită prin aceea că ea înregistrează nu numai amplitudinea undei luminoase, ci şi faza ei. Aceasta înseamnă că holograma reprezintă imaginea obiectului în spaţiul cu trei dimensiuni [98]. La înregistrarea unei holograme (figura 2.56). fascicolul de lumină coerentă provenit de la un laser trece printr-un colimator unde este extins, apoi este împărţit în două cu ajutorul unui divizor de fascicol. O parte cade pe placa fotografică, după ce este reflectată de către o oglindă, iar cealaltă parte cade pe obiect şi este reflectată de către acesta pe placa fotografică. Prima parte a fascicolului, amintită mai sus, poartă numele de fascicol de referinţă iar cea de a doua parte se numeşte fascicol de la obiect. Fascicolul reflectat de obiect are o structură care este caracteristică obiectului şi diferă de la un obiect la altul. Undele luminoase sosite

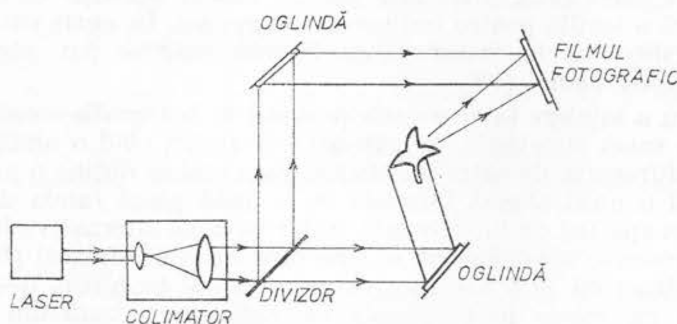


Fig. 2.56. — Sistem de înregistrare a unei holograme.

de la obiect se suprapun cu undele luminoase din fascicolul de referinţă pe placa fotografică, unde formează o structură complexă de interferenţă care constă dintr-o multitudine de franje a căror formă şi intensitate depind de amplitudinile şi fazele celor două fascicole. Apoi, filmul se developează după tehnica convenţională şi astfel reprezintă ceea ce se numeşte o hologramă. Privită cu ochiul liber nu se observă pe ea nimic asemănător cu obiectul. Pentru citire, holograma se reiluminează, însă numai cu fascicolul de referinţă (fig. 2.57). Dacă unghiul de iluminare a hologramei este acelaşi cu unghiul de iluminare cu fascicolul de referinţă din timpul cînd a fost înregistrată, lumina difractată de hologramă produce două imagini ale obiectului, una virtuală şi alta reală. Imaginea virtuală se obţine pri-

vind holograma ; observatorul vede obiectul nedistorsionat, în spațiul cu trei dimensiuni. Această imagine se numește virtuală deoarece pentru formarea ei este necesară o lentilă, în cazul de față lentila ochiului observatorului. Imaginea reală se formează de către undele luminoase care se pro-

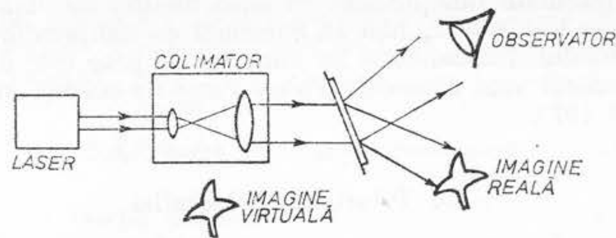


Fig. 2.57. — Sistemul pentru citirea hologramei.

pagă în diverse direcții ; ea poate fi proiectată direct pe un ecran și nu este necesară o lentilă pentru formarea ei (Imaginea reală pentru a putea fi văzută trebuie proiectată pe un ecran). Menționăm că o parte din lumina proiectată pe hologramă se transmite direct, în direcția fascicolului de citire, fără să fie difractată. În procesul de înregistrare a hologramei există diverse posibilități de aranjare a elementelor schemei din figura 2.56, care poartă diverse denumiri [99]. De exemplu, geometria reprezentată în figura 2.56 se numește geometrie neaxială deoarece cele două fascicole care produc holograma pe filmul fotografic formează între ele un unghi. În plus holograma realizată cu schema din figura 2.56 se numește hologramă Fresnel ; în acest caz placa fotografică este plasată relativ aproape de obiect, fără a fi necesară o lentilă pentru obținerea hologramei. În unele cazuri se înregistrează holograme în transformate Fourier care se pot obține numai pentru obiecte plane [99].

Pentru a înțelege în ce constă procesul de holografie considerăm întîi ca obiect o sursă punctuală. Se cunoaște că atunci cînd o undă plană coerentă este difractată de către un orificiu punctual se obține o undă sferică. Atunci cînd o undă sferică interferă cu o undă plană (unda de referință) se obține un spectru de interferență inelar cu zone alternative luminoase și întunecate, care se aseamănă cu o structură de zone Fresnel (fig. 2.58). O asemenea structură se poate construi cu creionul pe hîrtie, desenînd inele concentrice cu razele proporționale cu rădăcina pătrată din a numerele întregi 1, 2, 3,... și începînd cu prima zonă inelară acestea se hașurează alternativ. Structura de zone Fresnel se comportă ca o rețea de difracție cu proprietăți de focalizare. Ea acționează ca o lentilă și focalizează o undă plană într-un punct, care reprezintă imaginea reală a obiectului punctual considerat. Această imagine se prinde pe un ecran șezat în focar (fig. 2.59). În afara acestui fascicol convergent, structura de zone Fresnel produce și al doilea fascicol de lumină, de unde sferice, care pare că diverge din orificiul punctual original. Aceasta este imaginea virtuală a obiectului punctual. Un obiect, mai complicat, poate fi considerat ca o sumă de asemenea obiecte punctuale. Fiecare punct va produce structura sa zonală prin interferența fascicolului difractat cu fascicolul de referință. Structurile zonale ale punctelor obiectului se suprapun, alcătuind o structură de interferență, complexă. Pentru citire se folosește același flux de referință pentru a reproduce toate punctele conținute de obiectul original. Apare astfel imaginea tridimensi-

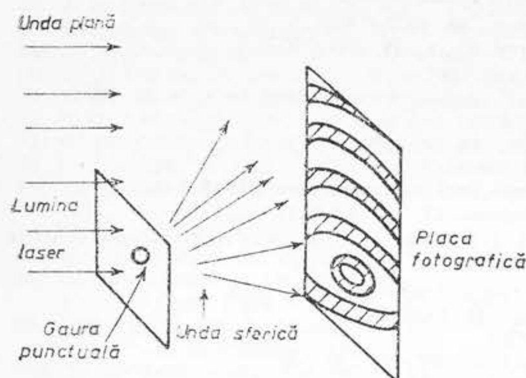


Fig. 2.58. — Formarea structurii de zone Fresnel.

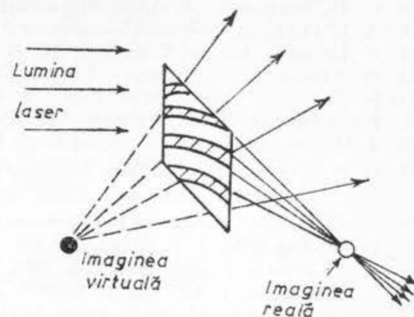


Fig. 2.59. — Redarea imaginii punctuale.

onală a obiectului holografiat [100]. Pentru cele mai importante aplicaţii ale holografiei în industrie se numără interferometria holografică care se utilizează pentru analiza tensiunilor mecanice şi vibraţiilor şi pentru detecţia defectelor. Se utilizează, de asemenea, în microscopie, cinematografie şi televiziune, maşini de calcul optice etc.

BIBLIOGRAFIE

1. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, Phys. Rev Letters, **9**, 366 (1962).
2. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, G. J. Lasher, Appl. Phys. Lett., **1**,62 (1962).
3. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W-E. Krag, B. Lax, A. L. Mc Whorter, H. J. Zeiger, Appl., Phys. Lett., **1**, 91 (1962).
4. J. J. Nishizawa, Y. Watanable, Japanese Patent, April, 1957.
5. N. G. Basov, O. N. Krokhin, Y. M. Popov, U. F. N., **3**, 7 (1961).
6. P. Aigrin, *International Conference on Solid State Physics in Electronics and Telecomunications*, Bruxelles, 1958.
7. W. P. Dumke, Phys. Rev., **127**, 1559 (1962).
8. Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, V. I. Korol'kov, E. L. Portnoi, D. N. Tret'yakov, F.T.P., **2**, 1016 (1968).
9. Y. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy IEEE J. Quantum Electron, **QE-5**, 211 (1969).
10. H. Kressel, H. Nelson, RCA Rev., **30**, 106 (1969).
11. H. Kroemer, Proc. IEEE, **51**, 1782 (1963).
12. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, Bucureşti, 1978
13. K. Mettler, H. D. Wolf, K. H. Zschauer, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-14**, 819 (1978).
14. P. Petroff, R. Hartman., Appl., Phys. Lett., **23**, 469 (1973).
15. P. Hutchinson, P. Dobson, Phil. Mag., **32**, 745 (1975).
16. H. Yonezu et al., Phys. Lett., **24**, 18 (1973).
17. Y. Nannichi, Jap. J. Appl. Phys., **16**, 2089 (1977).
18. M. G. A. Bernard, B. Duroffourg, Phys. Stat. Sol., **1**, 699 (1961).
19. K. Konnerth, C. Lanza, Appl. Phys. Lett., **12**, 365 (1964).
20. H. Kressel et al., J. Appl. Phys., **41**, 2060 (1969).
21. M. H. Pilkuhn et al., Solid-State Electron., **7**, 905 (1964).
22. N. G. Basov, F. T. T., **8**, 2816 (1960).
23. C. B. a la Guillaume, J. M. Debever, Solid State Comm., **2**, 145 (1965).
24. R. J. Phelan, R. M. Rediker, Appl. Phys. Lett., **6**, 70 (1965).
25. C. E. Hurwitz, Appl. Phys. Lett., **9**, 116 (1966).
26. V. E. Cosslett, R. N. Thomas, British J. Appl. Phys., **15**, 1283 (1964).
27. H. Kressel, RCA Rev., **28**, 175 (1967).

28. K. Weiser, J. F. Wood, Appl. Phys. Lett., **7**, 225 (1965).
29. D. F. Nelson, J. Mc Kenna, J. Appl. Phys., **30**, 4057 (1967); T. Kamejima et al, Jap. J. Appl. Phys., **16**, 233 (1977).
30. P. D. Southgate, J. Appl. Phys., **38**, 6589 (1967).
31. J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice Hall Inc., N. J., 1971.
32. V. Dolocan, Int. J. Electron., **35**, 421 (1973).
33. H. Kressel, F. Z. Hawrylo, J. Appl. Phys., **39**, 205 (1968).
34. N. Berglund, Appl. Phys. Lett., **9**, 441 (1966).
35. F. E. Harper, W. J. Bertram, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-16**, 641 (1969).
36. J. H. Yee, G. A. Condas, Solid State Electron., **11**, 419 (1968).
37. H. F. Matare, *Light emitting devices*, Part. I, Methods, in *Advances in electronics and electron physics*, Academic Press, vol. 42, 1976.
38. J. F. Ready, *Industrial applications of lasers*, Academic Press, 1978.
39. G. A. Antcliffe, J. S. Wrobel, Appl. Opt., **11**, 1548 (1948).
40. E. D. Hinkley, Appl. Opt., **15**, 1653 (1976).
41. I. Melngailis, IEEE Trans. Geosci. Electron., **GE-10**, 7 (1972).
42. J. M. Besson et al. Appl. Phys. Lett., **7**, 206 (1965).
43. I. Petrescu-Prahova, Teză de doctorat, București, 1975.
44. P. Mihailovici, Teză de doctorat. București, 1979.
45. * * * J. Cryst. Growth, 27, Dec., 1974.
46. M. B. Panish, I. Hayashi, Appl. Solid State Sci., **4**, 235 (1974).
47. A. Goldenblum, in *Probleme actuale ale fizicii semiconductorilor*, Edit. Academiei, 1970.
48. R. Dupuis et al., Appl. Phys. Lett., **31**, 466 (1977).
49. A. Cho et al., Appl. Phys. Lett., **28**, 501 (1976).
50. A. Gossard et al., Appl. Phys. Rev. Lett., **29**, 323 (1976).
51. B. Monemor, J. Blum., J. Appl. Phys., **48**, 1529 (1977).
52. J. Dyment et al., J. Appl. Phys., **44**, 207 (1973).
53. R. N. Hall., J. Electrochem. Soc., **110**, 385 (1963)
54. D. Rode et al., Appl. Phys. Lett., **30**, 75 (1977).
55. T. Kujimura et al., Appl. Phys. Lett., **30**, 526 (1977).
56. J. Nishizawa et al., J. Cryst. Growth., **31**, 215 (1975).
57. R. Logan, D. Hurie, J. Phys. Chem. Solids, **32**, 1739 (1971).
58. H. Kressel et al., Appl. Phys. Lett., **18**, 43 (1971).
59. P. A. Kirkby et al., IEEE J. of Quantum Electron., **QE-13**, 705 (1977).
60. K. Kobayashi et al., IEEE J. of Quantum Electron., **QE-13**, 659 (1977).
61. T. Tsukada et al., Proc. 4 th Conf. on Solid State Devices, Tokyo, Oyo Buturi, 42 (1973), Suppl., p. 251; F. C. Prince, N. B. Patel, D. J. Bull, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-16**, 1034 (1980).
62. J. Dyment et al., Proc. IEEE, **60**; 726 (1972).
63. J. Blum et al., IEEE J. of Quantum Electron., **QE-11**, 413 (1975).
64. H. Nishi et al., Tech. Digest IOOOC, 1977, p. 73.
65. T. Kobayshi et al., J. Appl. Phys., **16**, 601 (1977).
66. E. Pinkas et al., J. Appl. Phys., **43**, 2857 (1972).
67. M. Pilkuhn, H. Rupprecht, Trans. AIME, **230**, 282 (1964).
68. M. H. Pilkuhn, H. Rupprecht, J. Appl. Phys., **38**, 5 (1967).
69. J. B. Baird et al., Trans. AIME, **230**, 286 (1964).
70. T. L. Paoli et al., IEEE J. Quantum Electron., **QE-5**, 271 (1969).
71. N. Marsumoto, IEEE J. of Quantum. Electron., **QE-13**, 561 (1977).
72. T. L, Paoli, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-13**, 663 (1977).
73. D. D. Cook, F. R. Nash, J. Appl. Phys., **46**, 1660 (1975).
74. B. N. Hakki, J. Appl. Phys., **44**, 5021 (1973).
75. P. Petroff, R. Hartman, Appl. Phys. Lett., **23**, 469 (1973)
76. D. V. Lang, L. C. Kimmerling, Phys. Rev. Lett., **33**, 489 (1974).
77. R. Polimadei et al., IEEE Trans. Nuclear Sci., **NS-21**, 96 (1974).
78. M. Ettenberg, C. Nuese, J. Appl. Phys., **46**, 2137 (1975).
79. C. Shen et al., Appl. Phys. Lett., **30**, 353 (1977); M. Suyama et al., Jap. J. Appl. Phys., **20**, L395 1981).
80. A. Ladany et al., Appl. Phys. Lett., **30**, 87 (1977).
81. K. Mettler et al., IEEE J. of Quantum Electron., **QE-14**, 819 (1978).
82. K. Konnerth, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-12**, 506 (1965).
83. J. C. Dyment et al., J. Appl. Phys., **43**, 452 (1972).
84. R. O. Carlson, J. Appl. Phys., **38**, 661 (1967).
85. G. E. Fenner, Solid-State Electron., **10**, 753 (1967).

86. V. Dolocan, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-14**, 872 (1978).
87. J. E. Ripper, J. A. Rossi, IEEEJ.J. of Quantum Electron., **QE-10**, 435 (1974).
88. V. Dolocan, Phys. Stat. Sol., (a) **12**, 81 (1972).
89. M. J. Adams et al., IEEE J of Quantum Electron., **QE-9**, 328 (1973).
90. M. J. Adams, M. Cross, Solid State Electron., **15**, 865 (1971).
91. F. D. Nunes et al., IEEE J. of Quantum Electron., **QE-13**, 675 (1977).
92. WW. Anderson, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-1**, 228 (1965).
93. G. H. B. Thompson, Optoelectron., **4**, 257 (1972).
94. F. R. Nash, J. Appl., Phys., **44**, 4696 (1973).
95. H. Kressel, J. K. Buttler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LED's*, Academic Press, New York, 1977.
96. T. Ikegami, Y. Stematsu, IEEE J. of Quantum Electron., **QE-4**, 148 (1968).
97. M. Nakamura et al., Appl. Phys. Lett., **27**, 403 (1975).
98. D. Gabor, Nature, **161**, 777 (1948);
Appl. Phys. Lett., **15**, 45 (1969).
99. I. M. Popescu, A. M. Preda, Şt. Tudorache, C. P. Cristescu, G. F. Cone, P. E. Sterian, A. L. Lupaşcu, *Aplicaţii ale laserilor*, Editura tehnică, 1979.
100. W. E. Kock et al., Proc. IEEE, **54**, 1599 (1966).

Capitolul 3

STĂRI DE SUPRAFAȚĂ

La suprafața unui cristal apar stări localizate în banda interzisă numite stări de suprafață. Există stări de suprafață intrinseci, datorate întreruperii periodicității rețelei cristaline la suprafața cristalului — a căror densitate este proporțională cu densitatea atomilor pe suprafață — și există stări de suprafață „extrinseci" datorate perturbării cîmpului cristalin de către defecte și atomi adsorbiți. Densitatea de stări „intrinseci" este constantă pentru un cristal dat, însă densitatea de stări de suprafață determinată de atomii adsorbiți și de defectele rețelei depinde de tratamentul suprafeței (șlefuire decapare etc.) și de mediul ambiant (atmosferă gazoasă, umiditate, temperatură etc.). Stările de suprafață joacă un rol important în funcționarea dispozitivelor semiconductoare.

3.1. Considerații teoretice

Tamm a prevăzut pentru prima dată existența stărilor de suprafață, analizînd modelul Kronig-Penney pentru un lanț de atomi de lungime finită. În [1] este reprezentat modelul Kronig-Penney pentru o rețea atomică infinită, în care este satisfăcută condiția de ciclicitate. Soluțiile ecuației Schrödinger în această situație au forma generală Bloch, $\psi(\boldsymbol{r}) = u(\boldsymbol{r}) \exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})$, unde $u(\boldsymbol{r})$ este dependentă de $\boldsymbol{k}$ și este periodică cu perioada rețelei cristaline. Spectrul de energie este compus din benzi permise (corespunzătoare lui k real) separate prin benzi interzise (corespunzătoare lui k complex). Tamm a arătat că spectrul energetic se modifică în prezența suprafețelor exterioare, în sensul că apar stări cuantice permise chiar pentru k complex. În figura 3.1*a* se reprezintă energia potențială a electronului într-o rețea unidimensională semiinfinită în aproximația potențialului rectangular [3], iar în figura 3.1*b* se reprezintă o situație mai realistă. Suprafața cristalului se află în planul $x = 0$. În vid, $x < 0$, energia potențială este constantă ($V = \varphi_0$); φ_0 este lucrul de ieșire din solid. Soluția ecuației Schrödinger

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + [E - V(x)]\psi = 0$$

pentru $x < 0$ este de forma

$$\psi = Ce^{\gamma x}, \tag{3.1}$$

unde

$$\gamma = \frac{\sqrt{2m(\varphi_0 - E)}}{\hbar}, \tag{3.2}$$

și energia electronului $E < \varphi_0$. Această soluție satisface condiția $\psi \to 0$ pentru $x \to -\infty$. Pentru $x > 0$ soluția ecuației Schrödinger este

$$\psi = Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x}.$$

Din condițiile de continuitate pentru ψ și $d\psi/dx$ la $x = 0$ rezultă

$$A + B = C,$$
$$i\alpha(A - B) = \gamma C, \tag{3.3}$$

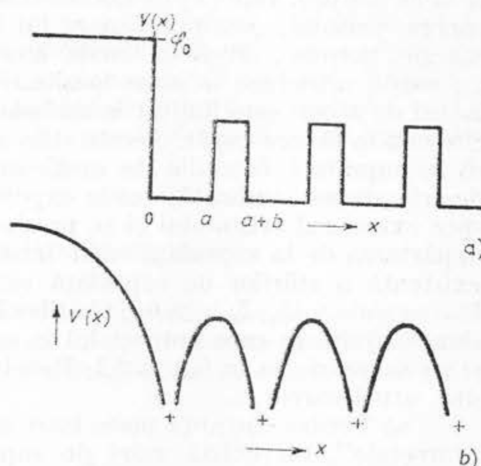


Fig. 3.1. — Distribuția potențialului într-un cristal unidimensional semiinfinit: a — în modelul Kronig-Penney; b — în modelul mai realist.

Din relația (A.29) [1] se obține

$$B = -A\frac{\beta e^{i(\alpha-k)a} + \{i\alpha sh(\beta b) - \beta ch(\beta b)\}e^{ikb}}{\beta e^{-i(\alpha+k)a} - \{i\alpha sh(\beta b) + \beta ch(\beta b)\}e^{ikb}}. \tag{3.4}$$

În cazul simplificat $V_0 \to \infty$ și $b \to 0$ rezultă

$$B = -A\frac{e^{i(\alpha-k)a} - 1}{e^{-i(\alpha+k)a} - 1}. \tag{3.5}$$

Introducind această ultimă relație în (3.3) rezultă un sistem de două ecuații omogene in A și C care are soluție netrivială dacă determinantul sistemului se anulează condiție care dă

$$\gamma\frac{\sin\alpha a}{\alpha a} + \cos\alpha a = e^{ika}. \tag{3.6}$$

Rescriem ecuația (A.2.11) din [1]

$$\frac{P\sin\alpha a}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka). \tag{3.7}$$

Eliminînd k între aceste două ultime ecuații se obține

$$\alpha\, a \operatorname{ctg} \alpha a = \frac{\alpha^2 \eta^2}{2P} - \sqrt{\alpha^2 \eta^2 - a^2 \alpha^2}\,, \tag{3.8}$$

unde

$$\eta^2 = \alpha^2 + \gamma^2 = \frac{2m\varphi_0}{\hbar^2}\,. \tag{3.9}$$

Ecuația (3.8) are o singură soluție pentru energie în intervalul $(n\pi, (n+1)\pi)$, n fiind un număr întreg (Energia este legată de α prin relația $E = (\hbar^2/2m)\alpha^2$). Dar [1] în fiecare interval $(n\pi, (n+1)\pi)$ există o bandă de energie permisă, corespunzătoare lui k, real. Așadar, între două benzi de energie, permise, adică în banda interzisă, limitarea lanțului de atomi la un capăt introduce o stare localizată, numită stare de suprafață. Dacă, lanțul de atomi este limitat la ambele capete apar două stări de suprafață, cîte una la fiecare capăt. Aceste stări se numesc stări Tamm. Se poate arăta că la suprafață funcțiile de undă sînt localizate. Funcția de undă (care descrie starea localizată) scade exponențial cu depărtarea de la suprafață spre exteriorul cristalului și se prezintă ca o undă oscilantă amortizată cu depărtarea de la suprafață către interiorul cristalului. Astfel, o condiție de existență a stărilor de suprafață este ca valoarea lui k să fie complexă, $k = n(\pi/a) + i\xi$, $\zeta_{real} > 0$ [4]. Shockley a considerat o rețea unidimensională finită în care potențialul la suprafață se termină simetric (fig. 3.2) și nu asimetric ca în figura 3.1. Rezultatele teoretice obținute de Schockley sînt următoarele:

a) Pentru distanță mare între atomi, astfel că benzile permise nu se „întretaie", nu există stări de suprafață.

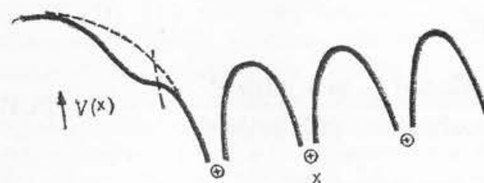


Fig. 3.2. — Energia potențială a electronului pentru o rețea unidimensională semiinfinită cu terminație simetrică la suprafață; linia întreruptă corespunde terminației asimetrice.

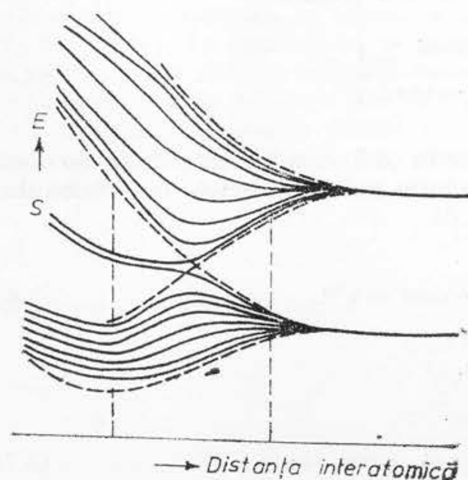


Fig. 3.3. — Benzile de energie și stările de suprafață (notate cu s) calculate pentru un cristal unidimensional care conține 8 atomi.

b) Pentru distanță mică între atomi (constantă mică a rețelei), astfel că benzile se întretaie, apar două stări de suprafață, una pentru fiecare atom de la suprafață, situate în interiorul fiecărei benzi interzise (fig. 3.3).

Dispare cîte o stare de volum (din banda permisă) în fiecare din benzile adiacente. Stările de suprafață apar ca o consecință a existenței suprafețelor cristaline. Cristalele ionice sau parțial ionice (compuși III—V, II—VI, I—VIII) par să aibă aceeași distribuție a stărilor de suprafață intrinseci. Aceste cristale fac parte din clasa AB, unde A este cationul metalic și B este anionul nemetalic. Stările de suprafață sînt distribuite „în pereche" și se numesc stări de suprafață ionice. O stare de suprafață de tip A (B) este situată în banda interzisă la cîteva zecimi de eV sub (deasupra) benzii de conducție (valență) cu condiția ca ambii ioni A și B să fie conținuți în planul suprafeței. În spațiul tridimensional este de așteptat ca fiecare atom de la suprafață să dea o stare de suprafață astfel că densitatea stărilor de suprafață este de ordinul densității atomilor de suprafață ($\sim 10^{15}$ cm^{-2}). Este acceptată ideea că stările de suprafață sînt date de legăturile nesatisfăcute ale atomilor de la suprafață.

3.2. Distribuția stărilor de suprafață

Stările de suprafață se consideră că sînt donoare sau acceptoare dacă donează sau, respectiv, acceptă electroni. O stare donoare neocupată este încărcată pozitiv și este neutră cînd este ocupată cu un electron. O stare acceptoare este neutră cînd este neocupată și este încărcată negativ cînd este ocupată cu un electron. În cristalele cu $E_g > 2$eV (izolatoare) se utilizează altă terminologie : echivalentul stărilor acceptoare sînt capcanele (trapele) pentru electroni, care sînt neutre cînd nu au electroni pe ele și negative cînd sînt ocupate cu electroni, iar echivalentul stărilor donoare sînt capcanele pentru goluri, care sînt neutre cînd nu au goluri pe ele și încărcate pozitiv cînd au goluri pe ele. Este o caracteristică a stărilor de suprafață (intrinseci) că nivelele acceptoare (trapele pentru electroni) se află frecvent situate deasupra nivelelor donoare (trape pentru goluri). (Amintim cititorului că situația este inversă cazului nivelelor de impurități donoare sau acceptoare puțin adînci, unde nivelele donoare sînt situate deasupra celor acceptoare). Se poate întîmpla ca anumite stări de suprafață să fie situate în afara benzii interzise. Diverse modele pentru stările de suprafață intrinseci sînt prezentate în figura 3.4.

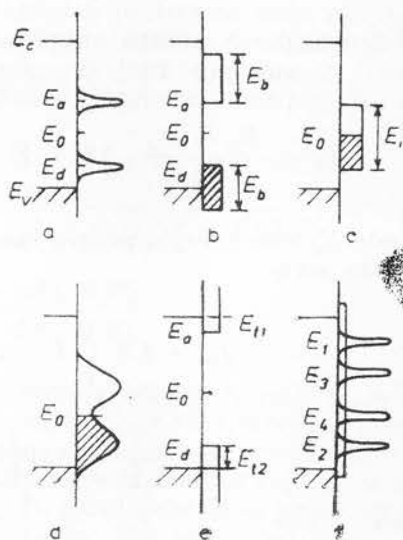


Fig. 3.4. — Cîteva modele pentru stările de suprafață intrinseci : *a* — două nivele discrete ; *b* — două benzi ; *c* — benzi unite ; *d* — benzi „șa" ; *e* — benzi ionice ; *f* — o posibilă distribuție extrinsecă ; E_0 este mijlocul benzii interzise

Funcţiile de distribuţie a purtătorilor de sarcină, pe stările de suprafaţă sînt analoge cu cele pe nivelele de impurităţi :

$$f_{sd}(E_t) = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g}\exp\left(\frac{E_t - F}{kT}\right)} = \frac{1}{1 + g\exp\left(\frac{F - E_t}{kT}\right)}$$

pentru stările de suprafaţă donoare şi

$$f_{sa}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g}\exp\left(\frac{E_t - F}{kT}\right)}$$

pentru stările acceptoare, unde E_t este energia stării de suprafaţă, F — nivelul Fermi şi g — factorul de pondere statistică care în semiconductori ca Ge, Si, GaAs are valoare 2 pentru stările donoare şi 4 pentru stările acceptoare. Densitatea de stări de suprafaţă se măsoară în stări/cm^2 · eV. Cel mai simplu model de distribuţie a stărilor de suprafaţă este modelul cu două nivele discrete prezentat în figura 3.4 *a*. Notăm nivelul donor cu E_D, nivelul acceptor cu E_A, concentraţia nivelelor donoare cu N_D şi a celor acceptoare cu N_A. Sarcina localizată pe nivelele de suprafaţă este

$$Q_{ss} = Q_D + Q_A = \frac{qN_D}{1 + e^{(F - E_D)/kT}} - \frac{q\,N_A}{1 + e^{(E_A - F)/kT}}.$$

S-a considerat pentru simplitate $g = 1$.

Considerînd $N_D = N_A = N$ şi definind

$$E_0 = \frac{E_D + E_A}{2},\ \Delta F = F - E_0,\ \frac{1}{2}\,E_{i0} = E_A - E_0 = E_0 - E_D,$$

unde E_0 este energia pentru care $Q_{ss} = 0$ şi se numeşte energie neutră, se poate scrie

$$Q_{ss} = q\,N\left\{\left[1 + \exp\left(\frac{1}{2}\,E_{i0} + \Delta F\right)/kT\right]^{-1} - \right.$$
$$\left. - \left[1 + \exp\left(\frac{1}{2}\,E_{i0} - \Delta F\right)/kT\right]^{-1}\right\},$$

sau

$$Q_{ss} = -\,qN\,\mathrm{sh}\,(\Delta F/kT)/[\mathrm{ch}(E_{i0}/2kT) + \mathrm{ch}(\Delta F/kT)], \quad (3.10)$$

N se măsoară în stări/cm^2. Se observă că Q_{ss} este o funcţie sinusoidală hiperbolică de ΔF, pentru $\Delta F < (1/2)E_{i0}$, şi se saturează pentru $\Delta F > (1/2)E_{i0}$. În figura 3.5 este reprezentat Q_{ss}/N în funcţie de ΔF pentru trei temperaturi diferite : $T = 75$K (curba punctată). $T = 300$ K (curba

plină), $T = 1\,200$ K (curba întreruptă). S-a luat $E_{i0} = 0{,}25$ eV şi s-a presupus că este independentă de temperatură. Este interesant de observat că există sarcină de suprafaţă măsurabilă distribuită pe un domeniu de energie în afara nivelelor discrete, ceea ce se explică prin distribuţia maxwelliană a sarcinii pe nivelele de suprafaţă.

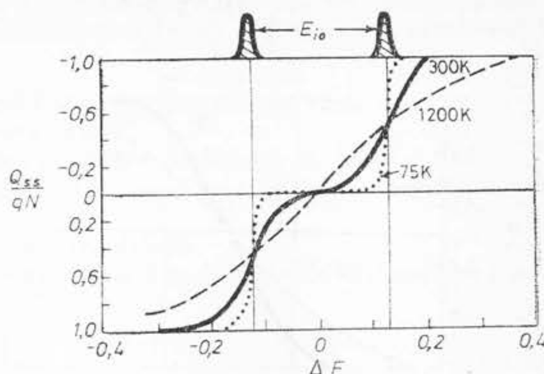


Fig. 3.5. — Sarcina pe nivelele de suprafaţă în modelul cu două nivele discrete în funcţie de poziţia nivelului Fermi la trei temperaturi diferite.

Din relaţia (3.10) se obţine panta în E_0

$$(\partial Q_{ss}/\partial \Delta F)_{E_0} = -(qN/kT)/[1 + \mathrm{ch}(E_{i0}/2kT)]$$

care creşte cu creşterea temperaturii. După cum se va vedea în paragraful 3.4 această pantă este legată direct de mobilitatea de efect de cîmp, mărime măsurabilă. Mai departe, se consideră distribuţia stărilor de suprafaţă în cazul cînd nivelele donoare şi acceptoare formează două benzi care se unesc aşa cum este reprezentat în figura 3.4*c*. Notînd lărgimea benzii cu E_1, se obţine

$$Q_{ss} = -qN\int_{-E_l/2}^{E_l/2}\left\{\frac{1}{1 + \exp(E - \Delta F)/kT} - \frac{1}{1 + \exp(\Delta F - E)/kT}\right\}\mathrm{d}E =$$

$$2qNkT\ln\frac{\mathrm{ch}[(E_l/2 - \Delta F)/2kT]}{\mathrm{ch}[(E_l/2 + \Delta F)/2kT]}\,.$$

S-a presupus că densitatea de stări de energie este constantă în ambele benzi şi are valoarea N. În figura 3.6 este reprezentat Q_{ss}/qN la trei temperaturi diferite. Se observă că la 1 200K distribuţia se aseamănă cu cea din figura 3.4. Prin urmare, pentru a discerne între diversele distribuţii trebuie să se facă măsurători la temperaturi mai joase. În cazul general se poate scrie

$$Q_{ss} = -q\int_{-\infty}^{\infty} f(E - F)N_A(E)\,\mathrm{d}E + q\int_{-\infty}^{\infty} f[F - E)\,N_D(E)\mathrm{d}E =$$

$$= -q\int_{-\infty}^{\infty} f(E - F)\,[N_A(E) + N_D(E)]\mathrm{d}E + \bar{N}_D,$$

unde

$$\bar{N}_D = \int_{-\infty}^{\infty} N_D(E)\mathrm{d}E\,;\; f(\eta,\ T) = f_0(\eta,\ 0) + f_1(\eta,\ T)\,;$$

$$f_0(\eta,\ 0) = \begin{cases} 1, & \eta < 0, \\ 0, & \eta > 0, \end{cases} \qquad \eta \equiv \frac{E - F}{kT}\,.$$

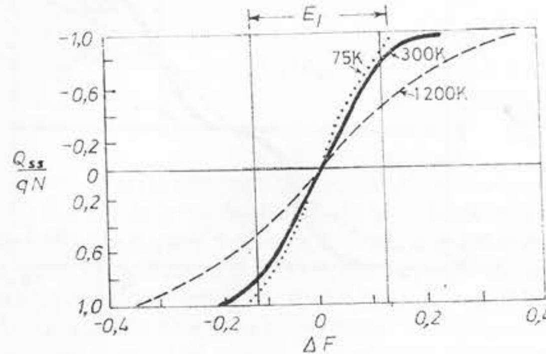


Fig. 3.6. — Sarcina pe nivelele de suprafaţă în modelul în care benzile se continuă la trei temperaturi diferite, în funcţie de poziţia nivelului Fermi.

Aşadar,

$$Q_{ss} = -q\int_{-\infty}^{\infty} [N_A(E) + N_D(E)]\,\mathrm{d}E - \int_{-\infty}^{\infty} f_1(E - F, T)\,[N_A(E) +$$

$$+ N_D(E)]\,\mathrm{d}E + \bar{N}_D$$

şi

$$\frac{\partial(Q_{ss}/q)}{\partial F} = -\,[N_A(F) + N_D(F)] - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_1(E - F,T)}{\partial F}\,[N_A(E) + N_D(E)]\mathrm{d}E. \tag{3.11}$$

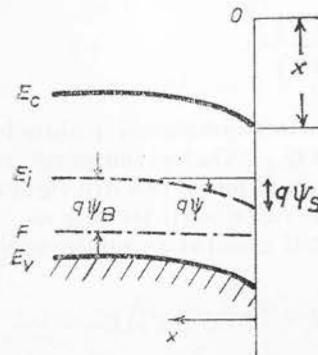


Fig. 3.7. — Diagrama de benzi de energie la suprafaţa unui semiconductor de tip p. $q\,\chi$ este afinitatea electronică a semiconductorului.

La, zero absolut ultimul termen se anulează ; el reprezintă de fapt contribuţia cozii distribuţiei Maxwell. Primul termen din ecuaţia (3.11) reprezintă contribuţia stărilor donoare şi acceptoare situate la nivelul Fermi. În figura 3.7 este reprezentată diagrama de benzi de energie la suprafaţa unui semiconductor de tip p. Potenţialul este astfel definit încît are valoarea zero în volumul semiconductorului şi se măsoară faţă de nivelul Fermi intrinsec, E_i. La suprafaţă, $\psi = \psi_s$; ψ_s se numeşte potenţial de suprafaţă. Astfel, concentraţiile electronilor şi golurilor au valorile

$$n_p = n_{p0}\ \exp\ (\beta\psi),$$
$$p_p = p_{p0}\ \exp\ (-\beta\psi) \tag{3.12}$$

în volum, și

$$n_s = n_{p0}\exp(\beta\ \psi_s),$$
$$p_s = p_{p0}\exp\ (-\beta\psi_s) \tag{3.12'}$$

la suprafața semiconductorului. $\beta = q/kT$ iar n_{p0} și p_{p0} sînt concentrațiile de echilibru în volumul semiconductorului de tip p. Pot exista următoarele situații :

$\psi_s < 0$, acumulare de goluri (benzile deviate în sus),
$\psi_s = 0$, condiția de bandă plată,
$\psi_B > \psi_s > 0$, epuizare (benzile sînt înclinate în jos),
$\psi_s = \psi_B$, mijlocul benzii interzise, $n_s = p_s = n_i$ (concentrația intrinsecă),
$\psi_s > \psi_B$, inversia tipului de conducție.

Pentru a găsi valoarea potențialului ψ în funcție de distanță se rezolvă ecuația Poisson

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = \frac{-\rho(x)}{\varepsilon}, \tag{3.13}$$

unde $\rho(x)$ este densitatea de sarcină spațială

$$\rho(x) = q(N_D^+ + p_p - N_A^- - n_p), \tag{3.14}$$

N_D și N_A sînt densitățile donorilor și, respectiv acceptorilor ionizați, iar ε este permitivitatea semiconductorului. În volumul semiconductorului, adică pentru $x \to \infty$, ψ și cîmpul electric au valoarea zero, adică

$$x \to \infty,\ \psi = 0,\ \frac{\partial\psi}{\partial x} = 0.$$

Avînd în vedere relația (3.3) se poate scrie

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon}[p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)]. \tag{3.15}$$

Pentru a rezolva această ecuație se înmulțesc ambele părți cu $\frac{d\psi}{dx}$ și se utilizează relația

$$2\frac{d\psi}{dx}\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{d}{dx}\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2.$$

Se înmulțește partea stîngă și partea dreaptă cu dx și se integrează

$$\int_0^{\partial\psi/\partial x}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)d\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) = -\frac{q}{\varepsilon}\int_0^F [p_{p0}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{p0}(e^{\beta\psi} - 1)]d\psi. \tag{3.16}$$

Rezultă pentru valoarea cîmpului electric

$$\varepsilon = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \pm\frac{2kT}{qL_D}F(\beta\,\psi,\gamma), \tag{3.17}$$

unde

$$F(\beta\psi,\gamma) = [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \gamma(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]^{1/2} \geqslant 0, \tag{3.18}$$

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{2kT\varepsilon}{p_{p_0}q^2}}\ ;\quad \gamma \equiv \frac{n_{p0}}{p_{p0}}. \tag{3.19}$$

(L_D este lungimea Debye pentru goluri). În relația (3.17) semnul plus este pentru $\psi > 0$ și semnul minus pentru $\psi < 0$. La suprafață $\psi = \psi_s$

$$\mathcal{E}_s = \pm\frac{2kT}{qL_D}F(\beta\psi_s,\gamma), \tag{3.20}$$

iar din legea lui Gauss se obține sarcina spațială la suprafață pe unitatea de arie

$$Q_s = \varepsilon\mathcal{E}_s = \mp\frac{2\varepsilon kT}{qL_D}F(\beta\psi_s,\gamma). \tag{3.21}$$

Pentru $\psi_s = 0$ rezultă $Q_s = 0$. Pentru $\psi_s < 0$, în funcția F domină primul termen și rezultă $Q_s \sim \exp(q|\Psi_s|/kT)$. Q_s are valoare pozitivă și corespunde unui strat de acumulare. Cînd $\psi_s > 0$, Q_s are valoare negativă. Pentru $\psi_B > \psi_s > 0$, în funcția F domină al doilea termen și $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$ (strat de epuizare). Pentru $\psi_s \gg \psi_B$, în funcția F domină al patrulea termen, $Q_s \sim \exp(q\,\psi_s/2kT)$ (strat de inversiune). Inversia puternică apare pentru o valoare a potențialului de suprafață

$$\psi_s(\text{inv}) \simeq 2\,\psi_B = \frac{2kT}{q}\ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right). \tag{3.22}$$

Pentru capacitatea diferențială a regiunii de sarcină spațială din semiconductor se obține expresia

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial\psi_s} = \frac{\varepsilon}{L_D}\,\frac{1 - e^{-\beta\psi_s} + \gamma(e^{\beta\psi_s} - 1)}{F(\beta\,\psi_s,\gamma)}. \tag{3.23}$$

Pentru $\psi_s = 0$ (condiția de bandă plată), dezvoltînd termenii exponențiali în serie rezultă

$$C_D(\text{bandă plată}) = \sqrt{2}\,\varepsilon/L_D,\ \text{farad/cm}^2. \tag{3.24}$$

3.3. Suprafețe reale. Stări de suprafață extrinseci

O suprafață curată este suprafața care nu conține alți atomi decît atomii care existau în planul respectiv, inițial în volum. O suprafață curată se poate obține prin clivare sau prin bombardare cu ioni și încălzi-

re. Cea mai bună metodă de a realiza suprafețe curate este clivarea în vid ultraînalt. Clivarea este „fracturarea" cristalului de-a lungul sau aproape de-a lungul unui singur plan cristalin. Unele cristale clivează ușor după anumite plane cristaline, de exemplu cristalele din grupa a IV-a de tipul diamantului (Ge, Si) clivează după planul (111), Compușii III—V și II—VI de tipul blendei de zinc (GaAs, CdTe) clivează după planul (110), compușii II—VI de tipul wurțitei (CdS, CdSe) clivează după planul (11$\bar{2}$0), compușii de tipul II—IV și I—VII (PbS, AgBr) clivează după planul (100). Clivarea după anumite plane este condiționată de următoarele cerințe : (a) numărul de legături rupte, pe unitatea de arie, să fie minim, (b) pentru cristalele ionice să se păstreze neutralitatea electrică a fețelor separate.

A doua metodă de obținere a sprafețelor curate este bombardarea cu ioni urmată de încălzire. În acest scop inițial cristalul se taie, se polizează, se decapează chimic și se introduce într-o incintă cu vid ultraînalt. Apoi suprafața este supusă unui bombardament cu ioni (de obicei, de argon) după care urmează o încălzire, acest ciclu bombardare-încălzire se repetă de mai multe ori. Stările de suprafață extrinseci se datorează altor factori decît întreruperii periodicității rețelei cristaline la suprafață. De cele mai multe ori se folosește noțiunea de suprafață extrinsecă. Aceasta este deosebită de suprafața curată (liberă) care conține numai stări de suprafață intrinseci. Stările de suprafață extrinseci sînt de mai multe categorii :

— Suprafețe cu atomi adsorbiți a căror natură nu se cunoaște. Un exemplu este suprafața CdS ținut în aer și care nu este supusă curățirii în vid ultraînalt prin bombardare cu argon și încălzire. Încălzirea în vid ultraînalt fără bombardare cu ioni rareori curăță suprafața.

— Suprafețe cu atomi adsorbiți a căror natură se cunoaște. Un exemplu este siliciu proaspăt clivat și expus în atmosferă de cesiu sau de oxigen (vezi paragraful 5.3).

— Suprafețe pe care s-au depus unul sau mai multe strate monoatomice ; de exemplu cupru cu mai multe straturi monoatomice de oxigen, siliciu cu straturi monoatomice de rubidiu și oxigen, depuse alternativ.

— Interfața între un solid și un lichid ; de exemplu ZnO în contact cu un electrolit.

— Interfața solid-solid cum ar fi interfața oxid-semiconductor, metal-semiconductor și dintre doi semiconductori cu benzi interzise diferite. Proprietățile suprafețelor extrinseci, spre deosebire de cele intrinseci, depind de următorii factori : temperatura, presiunea, timpul de expunere, natura atomilor adsorbiți, istoria procesului de preparare, creștere, mărimea și frecvența tensiunii electrice aplicate (există stări rapide și stări lente), tensiunea mecanică de la interfața solid-solid etc. Menționăm că în mod obișnuit, cînd suprafața cristalului este acoperită cu un strat de oxid, nu există nivelele de la suprafața liberă (Tamm), dar totdeauna există nivele legate de diverse impurități sau defecte.

3.4. Metode experimentale de studiu al stărilor de suprafață

În funcție de intervenția noastră din exterior, există mai multe metode de studiu al stărilor de suprafață. Se pot cita astfel metode de dopaj, de efect de cîmp, efect fotoelectric, etc. Din măsurători se pot determina parametrii de transport cum sînt conductanța de suprafață, mobilitatea

7 — c. 530 19

de efect de cîmp şi viteza de recombinare la suprafaţă. Pe suprafeţe curate se fac măsurători asupra lucrului de ieşire şi eficienţei cuantice externe. Efectul de cîmp constă în modificarea conductanţei probei prin aplicarea „capacitivă" a unui cîmp normal pe suprafaţă. Se cunoaşte că pe suprafaţă poate fi adusă sarcină în exces dacă se foloseşte proba ca o armătură a unui condensator pe care se aplică o tensiune electrică. Cealaltă armătură este o placă metalică iar între armături se găseşte un dielectric. Sarcina care apare în metal se localizează pe suprafaţa lui iar pe semiconductor sarcina se distribuie între nivelele de suprafaţă şi stratul de lîngă suprafaţă. Sarcina în acest strat se poate determina cunoscînd caracteristicile de volum ale semiconductorului. Această sarcină, spre deosebire de sarcina imobilă de pe nivelele de suprafaţă, contribuie la conductibilitatea probei. Măsurînd conductivitatea probei de-a lungul stratului pentru diverse tensiuni aplicate pe condensator se poate determina variaţia acesteia cu sarcina de lîngă suprafaţă. Măsurătorile se fac pe probe suficient de subţiri pentru ca variaţia rezistenţei să constituie o parte importantă din rezistenţa totală. Avînd în vedere relaţiile (3.11) şi (3.12), concentraţiile purtătorilor exces din strat sînt date de

$$\Delta n = n_{p0}\int_0^{\infty}(e^{\beta\psi}-1)\,dx = \frac{q\,n_{p0}L_D}{2kT}\int_{\psi_s}^{0}\frac{e^{\beta\psi}-1}{F(\beta\psi,\gamma)}\,d\psi,\ (\text{cm}^{-2}),$$

$$\Delta p = p_{p0}\int_0^{\infty}(e^{-\beta\psi}-1)\,dx = \frac{q\,p_{p0}L_D}{2kT}\int_{\psi_s}^{0}\frac{e^{-\beta\psi}-1}{F(\beta\psi,\gamma)}\,d\psi,\ (\text{cm}^{-2}),\tag{3.25}$$

iar conductivitatea stratului de lîngă suprafaţă este

$$\sigma = q\,\mu_n\Delta n + q\mu_p\Delta p.\tag{3.26}$$

Dependenţa lui σ de înălţimea barierei, ψ, rezultă din dependenţa de înălţimea barierei a lui Δn şi Δp, ecuaţia (3.25). Măsurînd σ se poate găsi din relaţiile (3.26) şi (3.25) potenţialul de suprafaţă ψ_s şi introducînd această valoare în (3.21) se găseşte sarcina Q_s din stratul de lîngă suprafaţă. Sarcina totală indusă, pe unitatea de arie, în semiconductor este $Q = \varepsilon_0\varepsilon\mathscr{E} = CU$, unde U este tensiunea aplicată pe plăcile condensatorului şi C este capacitatea condensatorului pe unitatea de arie, mărime ce se poate determina experimental. Scăzînd din Q pe Q_s se obţine sarcina Q_{ss} de pe stările de suprafaţă (sarcină imobilă care nu aduce contribuţie la σ). Din dependenţa lui Q_{ss} de ψ_s se poate găsi în principiu poziţia nivelelor de suprafaţă şi densitatea acestora. În figura 3.8 este reprezentat σ în funcţie de $\beta\psi_s$ pentru două probe de germaniu de tip n şi de tip p cu $N_D - N_A = 2\cdot 10^{14}$ cm^{-3} la 300K. Ramurile din partea stîngă a figurii sînt determinate în cea mai mare parte de conducţia de electroni iar ramurile din partea dreaptă de conducţia de goluri. Conductanţa este mare la valori ale lui ψ_s pentru care apare strat de acumulare sau de inversiune şi are valoare mică în cazul stratului de epuizare. Conductanţa atinge valoarea maximă pentru ψ_m care se determină analitic din condiţia

$$\frac{dG}{d\psi_m} = \mu_n n_0(e^{\beta\psi_m}-1) + \mu_p p_0(e^{-\beta\psi_m}-1) = 0,\tag{3.27}$$

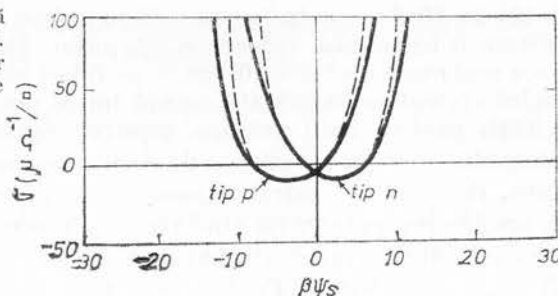


Fig. 3.8. — Conductanța de suprafață în funcție de potențialul de la suprafață. Curbele pline corespund mobilităților de suprafață iar curbele punctate corespund mobilităților de volum.

unde p_0 și $n_0$sînt concentrațiile de echilibru ale golurilor și, respectiv, electronilor.

Pentru a pune în evidență influența atmosferei asupra suprafeței semiconductoare, în figura 3.9 se reprezintă rezultatele măsurătorilor conductanței în funcție de tensiunea alternativă V_a pentru o probă de germaniu de tip p situată în diverse condiții [6]. Aceste curbe sînt de fapt porțiuni din curba de pe figura 3.8. Oxigenul produce un strat de conducție de tip n în timp ce vaporii de apă produc un strat de conducție de tip p; la suprafața unui semiconductor moleculele de apă se comportă ca un dipol electric.

Experiențele făcute pe Ge, Si și alte materiale au arătat că aplicarea unui cîmp electric continuu nu modifică practic conductivitatea probei, ceea ce dovedește că aproape întreaga sarcină indusă este captată pe nivelele de suprafață iar volumul este ecranat. Ecranarea are loc atît pentru o polarizare cît și pentru cealaltă, ceea ce indică prezența unui mare număr ($10^{14} \div : 10^{15}$cm^{-2}) de stări de suprafață atît donoare cît și acceptoare. O simplă evaluare numerică poate conduce la justificarea acestei concluzii. În absența stărilor de suprafață sarcina indusă de cîmpul $\mathcal{E}$ este

$$Q_s = \varepsilon\varepsilon_0 \mathcal{E}. \tag{3.28}$$

Pentru $\varepsilon = 10$ și $\mathcal{E} = 10^5$V/cm se obține $Q_s = 8{,}85 \cdot 10^{-8}$C/cm^2 ceea ce corespunde unui număr de sarcini $Q_s/e = 5{,}6 \cdot 10^{11}$cm^{-2}. Pentru o suprafață perfect curată separată de plăcuța metalică printr-un spațiu

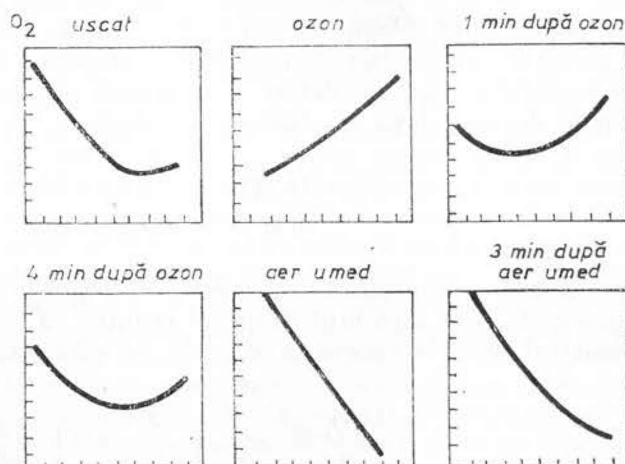


Fig. 3.9. — Conductanța de suprafață în funcție de sarcina indusă în Ge de tip n în diverse condiții atmosferice.

(vid) de 10^{-2} cm este necesar să se aplice o tensiune de 10^3V pentru a se obține o asemenea valoare a cîmpului. Densitatea de stări de suprafață este mai mare de $5{,}5 \cdot 10^{11}$cm^{-2}, astfel că pînă la o asemenea valoare a cîmpului aplicat pe suprafața curată nu se poate sesiza o variație a conductivității probei. Prin urmare, pentru suprafețe curate de Ge, Si metoda cîmpului continuu nu poate da rezultate asupra studiului stărilor de suprafață, datorită ecranării volumului de către stările de suprafață. Pentru suprafețe reale, în cazul cînd stratul de separare de armătura metalică este de exemplu din mică, cîmpul maxim care se poate atinge este $2 \cdot 10^6$V/cm și $Q_{ss}/e = 10^{13}$cm^{-2}. Pentru cele mai multe solide această valoare este foarte apropiată de valoarea cîmpului de străpungere. În cîmp variabil gradul de ecranare se micșorează cu creșterea frecvenței pînă la frecvențe de $10^2 \div 10^3$Hz, apoi ecranarea rămîne constantă pînă la 10^7Hz și peste această valoare a frecvenței nu mai există practic ecranare. De aceea pentru studiul suprafețelor de Si și Ge se folosește metoda cîmpului variabil. Această metodă constă în măsurarea variației diferențiale a conductivității superficiale în funcție de sarcina diferențială aplicată pe plăcile condensatorului.

Se definește mobilitatea de efect de cîmp

$$\mu_{FE} \equiv - \mathrm{d}\Delta\sigma/\mathrm{d}Q, \tag{3.29}$$

$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$, unde σ_0 este conductivitatea în condiții de bandă plată ($\psi_s = 0$). Ecuația (3.29) nu dă valoarea adevărată a mobilității deoarece nu toată sarcina Q este mobilă; sarcina Q_{ss} de pe stările de suprafață se presupune imobilă. Semnul lui μ_{FE} arată dacă suprafața este de tip n sau de tip p iar din valoarea lui μ_{FE} se poate estima densitatea de stări de suprafață lîngă nivelul Fermi. Se poate scrie

$$\mu_{FE} = - \frac{\mathrm{d}\Delta\sigma/\mathrm{d}\psi_s}{(\mathrm{d}Q_s/\mathrm{d}\psi_s) + (\mathrm{d}Q_{ss}/\mathrm{d}\psi_s)}, \tag{3.30}$$

unde μ_{FE} și ψ_s se pot determina experimental, $\mathrm{d}(\Delta\sigma)/\mathrm{d}\psi_s$ și $\mathrm{d}Q_s/\mathrm{d}\psi_s$ se pot calcula după relațiile (3.25), (3.26) și (3.21) și se poate evalua $\mathrm{d}Q_{ss}/\mathrm{d}\psi_s =$ = rata de variație cu potențialul de suprafață a sarcinii captate pe stările de suprafață. Să considerăm o suprafață curată. În cazul cînd domină stările de suprafață se obține din relația (3.30)

$$\frac{\mathrm{d}(Q_{ss}/q)}{\mathrm{d}\psi_s} \simeq - \frac{1}{q\,\mu_{FE}} \frac{\mathrm{d}\Delta\sigma}{\mathrm{d}\psi_s}. \tag{3.31}$$

Pentru o suprafață de tip p cu concetrație mare a golurilor, dar nu degenerată, din membrul drept al ecuației (3.17) rămîne numai ultimul termen și avînd în vedere că $|\mathrm{d}\Delta n/\mathrm{d}\psi_s| \ll |\mathrm{d}\Delta p/\mathrm{d}\psi_s|$ ecuația (3.30) se reduce la

$$\frac{\mathrm{d}(Q_{ss}/q)}{\mathrm{d}\psi_s} \simeq - \left(\frac{\mu_p}{\mu_{FE}} + 1\right) \frac{\mathrm{d}\Delta p}{\mathrm{d}\psi_s}. \tag{3.32}$$

În cazul considerat rezultă din (3.16) şi (3.10) că $\Delta p \sim \exp(-\beta\psi_s/2)$ astfel că $\mathrm{d}\Delta p/\mathrm{d}\psi_s \simeq -\beta\Delta p/2$ şi prin urmare

$$\frac{\mathrm{d}(Q_{ss}/q)}{\mathrm{d}\psi_s} \simeq -\frac{1}{2}\,\beta\,\Delta\sigma\left(\frac{1}{\mu_{FE}}+\frac{1}{\mu_p}\right). \tag{3.33}$$

În general $\mu_p \gg \mu_{FE}$, astfel că ultimul termen din paranteza din membrul drept se neglijează. Sarcina de pe stările de suprafaţă Q_{ss} este legată direct de densitatea de stări de suprafaţă şi determinarea densităţii de stări de suprafaţă din relaţia (3.33) se poate face numai dacă se cunoaşte distribuţia acesteia după energie. De exemplu, în cazul a două nivele discrete şi cînd $\Delta F = 0$ (ecuaţia (3.4)) din relaţiile (3.6) şi (3.33) se obţine

$$N = \frac{1}{2}\,\frac{\Delta\sigma}{q}\,\frac{1}{\mu_{FE}}\left[1+\mathrm{ch}\left(\frac{1}{2}\,\frac{E_{i0}}{kT}\right)\right]. \tag{3.34}$$

Pentru $E_{i0} = 0{,}25\mathrm{eV}$ şi $kT = 0{,}025\mathrm{eV}$ termenul din paranteză are valoarea 75 şi considerînd pentru siliciu $\Delta\sigma = 0{,}59\ \Omega^{-1}/\square$, $\mu_{FE} \simeq 1\ \mathrm{cm^2/V\cdot s}$ se obţine $N = 2\cdot 10^{14}$ stări/cm², valoare de aşteptat dacă se ia în considerare că fiecare atom de la suprafaţă dă o stare de suprafaţă. În cazul benzilor care se unesc se obţine

$$\bar{N} = -\frac{1}{2}\,(\Delta\sigma/qkT)\,\frac{1}{\mu_{FE}}. \tag{3.35}$$

Această relaţie este dedusă în presupunerea că există o densitate de stări N constantă pe domeniul a cîţiva kT în jurul lui E_0, aşa cum reiese din figura 3.7, astfel că $\mathrm{d}Q_{ss}/\mathrm{d}\psi_s = q\bar{N}$. Experimental se pot utiliza mai multe metode pentru măsurarea efectului de cîmp la semnal alternativ. O schemă electrică de măsură este reprezentată în figura 3.10. Se aplică o tensiune continuă pe proba de studiat care este conectată în circuit în serie cu un rezistor. O tensiune variabilă (sinusoidală sau în impulsuri), V_a, aplicată capacitiv pe probă produce un cîmp electric normal pe suprafaţa ei. Semnalul de pe rezistenţă, modulat prin modularea conductanţei probei de către V_a, este amplificat şi aplicat pe plăcile verticale ale oscilografului, O. Dintre problemele speciale care apar în asemenea experienţe menţionăm pe următoarele două. Întîi, este evident că pentru a studia distribuţia stărilor de suprafaţă pe un domeniu de energie cît mai mare este de dorit ca să se varieze intensitatea cîmpului electric aplicat pe un domeniu cît mai mare posibil. În acest scop pentru a nu aplica valori excesiv de mari ale lui V_a, este util să existe o capacitate cît mai mare pe unitatea de arie între electrodul de cîmp şi probă. Aceasta se poate realiza pe de o parte prin micşorarea spaţiului dintre electrodul de cîmp şi probă iar pe de altă parte prin introducerea în acest spaţiu a unui material cu permitivitatea dielectrică cît mai mare (mica, mylar, $SrTiO_3$). Datorită limitării grosimii acestui spaţiu de către străpungerea dielectricului, în general nu se pot depăşi capacităţi de ordinul a cîteva sute de pF/cm². În unele cazuri, cum ar fi în cazul tranzistorului cu efect de cîmp, unde se cere o sensibilitate mare a parametrilor cu tensiunea aplicată, stratul dielectric se depune direct sub forma unui strat subţire pe probă. Este necesar ca pe suprafaţa probei capacitatea să fie distribuită uniform.

A doua problemă de rezolvat este legată de curentul de deplasare dintre electrodul de cîmp și probă care apare în special la înaltă frecvență; influența acestui curent trebuie eliminată. O soluție pentru a minimaliza

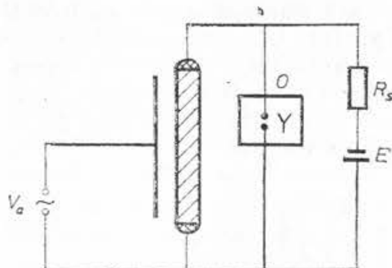


Fig. 3.10. — Circuitul de bază pentru studiul efectului de cîmp.

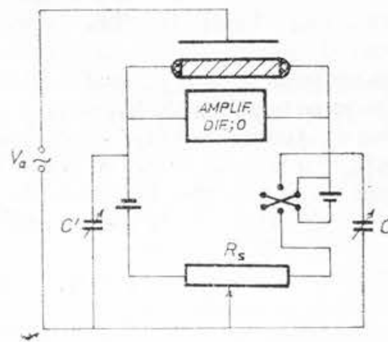


Fig. 3.11. — Circuitul în punte pentru studiul efectului de cîmp.

influența curentului de deplasare asupra semnalului de măsurat este folosirea unui circuit în punte, reprezentat în figura 3.11. Inițial puntea se echilibrează cu ajutorul rezistorului R și al capacităților, astfel ca semnalul pe osciligraf să fie minim. Aceasta înseamnă că curentul de deplasare se distribuie în mod egal pe cele două intrări ale amplificatorului diferențial. În timpul acestei operații nu trece curent continuu prin circuit. Se trece apoi curent continuu prin circuit și se măsoară pe oscilograf semnalul datorat efectului de cîmp. Ca să se evite încălzirea excesivă a probei cînd se lucrează la curenți mari, în locul bateriei de curent continuu se folosește un generator de pulsuri de curent. Mobilitatea de efect de cîmp se determină din relația

$$\mu_{FE} \simeq \frac{1}{C} \frac{d\sigma}{dV_a},$$

unde C este capacitatea pe unitatea de arie între electrodul de cîmp și probă. Evaluarea conductanței de suprafață din măsurători se face după cum urmează. Referindu-ne la figura 3.10 notăm cu R rezistența probei, cu R_s rezistența restului circuitului probei, cu V_a tensiunea de cîmp, cu E tensiunea electromotoare a bateriei și cu v semnalul măsurat pe rezistența R; $v = ER/(R + R_s)$, R și v sînt funcție de V_a. Notînd cu L lungimea și l lățimea probei, variația conductanței probei pe unitatea de arie în prezența față de absența cîmpului este

$$\Delta\sigma(V_a) = \frac{L}{l}\left\{\frac{1}{R(V_a)} - \frac{1}{R(0)}\right\} = \frac{L}{l}\,\frac{E}{R_s}\left\{\frac{1}{v(V_a)} - \frac{1}{v(0)}\right\}. \qquad (3.36)$$

Dacă $R_s \gg R$, notînd $I_m \simeq E/R_s$, rezultă din relația de mai sus

$$\Delta\sigma \simeq -\frac{L}{l}\,\frac{\Delta v}{I_m R^2}, \qquad (3.37)$$

unde $\Delta v = v(V_a) - v(0)$ este diferența dintre semnalul măsurat la V_a și semnalul măsurat la $V_a = 0$. Măsurătorile de efect de cîmp în pulsuri se utilizează pentru studiul comportării tranzitorii a stărilor de suprafață. Măsurătorile de efect de cîmp sinusoidal la diverse frecvențe se fac în scopul de a distinge stările de suprafață lente de cele rapide. Stările lente schimbă purtători de sarcină cu benzile de conducție și de valență într-un timp mult mai lung decît stările rapide. S-a găsit că nu există stări lente pe suprafața curată; astfel de stări apar pe suprafața oxidată sau altfel contaminată a unui semiconductor.

3.5. Recombinarea la suprafață

Recombinarea purtătorilor de sarcină poate avea loc și prin intermediul nivelelor de suprafață în mod analog cu recombinarea în volumul semiconductorului. În straturi subțiri recombinarea la suprafață poate să domine asupra recombinării în volum. Prezența recombinării la suprafață conduce la apariția unui flux de purtători îndreptat către suprafață. Dacă suprafața nu este în contact cu un conductor, atunci curentul net prin ea este egal cu zero. Notînd cu r_s numărul de purtători care recombină pe 1 cm^2 de suprafață în timp de o secundă, adică rata de recombinare la suprafață, cu j_n și j_p curenții de electroni și, respectiv, de goluri îndreptați perpendicular pe suprafață, se poate scrie

$$-\frac{1}{q}\, j_p = \frac{1}{q}\, j_n = r_s, \qquad (3.38)$$

Prin analogie cu relația pentru volum, se poate scrie

$$r_s = \gamma_s(n_s p_s - n_{0s} p_{0s}), \qquad (3.39)$$

unde γ_s este coeficientul de recombinare, n_s și p_s sînt concentrațiile la suprafață ale electronilor și golurilor iar n_{0s} și p_{0s}, valorile lor de echilibru. Se presupune că există un echilibru între electronii de la suprafață și cei din volum și, de asemenea, între golurile de la suprafață și cele din volum. În acord cu fig. 3.12 se poate scrie

$$n_s = n e^{\beta\psi_s}; \quad p_s = p e^{-\beta\psi_s}, \qquad (3.40)$$

unde n și p sînt concentrațiile purtătorilor de sarcină din volumul semiconductorului. Ecuația (3.39) devine

$$r_s = \gamma_s(np - n_0\, p_0). \qquad (3.41)$$

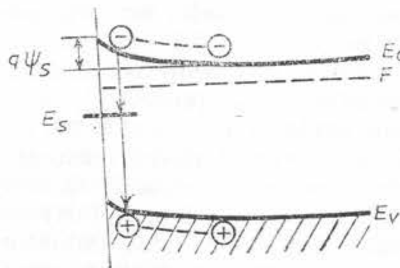


Fig. 3. 12. — Recombinarea pe nivele de suprafață.

Notînd $n = n_0 + \Delta n, p = p_0 + \Delta p$, se obține pentru $\Delta n = \Delta p$

$$r_s = \gamma_s(n_0 + p_0 + \Delta n)\,\Delta n = S\Delta n. \qquad (3.42)$$

$S = \gamma_s(n_0 + p_0 + \Delta n)$ are dimensiunile unei viteze și se numește viteză de recombinare la suprafață. Considerăm că la suprafață există o densitate, N, de nivele situate la distanța E_r de marginea inferioară a benzii de conducție. Ratele de captură ale electronilor și, respectiv, golurilor pe aceste nivele se scriu

$$r_n = \gamma_n[n_s(N - n_r) - n_1 n_r],$$
$$r_p = \gamma_p[p_s n_r - p_1(N - n_r)], \tag{3.43}$$

unde γ_n și γ_p sînt coeficienții de captură a electronilor, și, respectiv, golurilor iar n_r este concentrația electronilor pe stările de suprafață

$$n_1 = N_c e^{-E_r/kT}, \quad p_1 = N_c e^{-(E_g - E_r)/kT}. \tag{3.44}$$

În condiții staționare, $r_n = r_p = r_s$, se obține

$$r_s = \frac{N\gamma_n\gamma_p(pn - p_0 n_0)}{\gamma_n(n_s + n_1) + \gamma_p(p_s + p_1)}, \tag{3.45}$$

unde n_s și p_s sînt date de relația (3.40). Comparînd (3.45) cu (3.42) se obține

$$S = N\gamma_n\gamma_p \frac{p_0 + n_0 + \Delta n}{\gamma_n n_1 + \gamma_p n_2 + \gamma_n n e^{\beta\psi_s} + \gamma_p p e^{-\beta\psi_s}}. \tag{3.46}$$

Se observă că viteza de recombinare la suprafață depinde de valoarea ψ_s a potențialului de suprafață și de concentrația purtătorilor exces, Δn, ecuația (3.25). Pentru concentrații mici ale purtătorilor exces, s nu depinde de Δn. Viteza de recombinare la suprafață atinge valoarea maximă, S_{max}, pentru $\gamma_n n_s = \gamma_p p_s$. În figura 3.13 se reprezintă S/S_{max} în funcție de $\beta\psi_s$ pentru o probă de Ge-n [6]. Cercurile și punctele reprezintă rezultatele măsurătorilor efectuate în vid și, respectiv, în atmosferă de oxigen uscat. În figura 3.13 *a* sînt reprezentate măsurătorile la 24 ore după decaparea probei iar în figura 3.13 *b* la două săptămîni după decapare cînd starea suprafeței s-a stabilizat. Curbele pline sînt calculate după relația (3.46) pentru $(E_t - E_i)/kT$ egal cu 6,1 (curba *1*), 5, 3 (curba *2*) și 5,2 (curba *3*). Rezultă că viteza de recombinare la suprafață este foarte sensibilă cu tratamentul suprafeței. S/S_{max} este constantă în jurul valorii $\gamma_n n_s = \gamma_p p_s$ și scade rapid de o parte și de alta a acestei valori datorită creșterii unuia sau celuilalt din ultimii doi termeni de la numitorul relației (3.46). Explicația fizică este următoarea. Rata de recombinare este limitată de captura purtătorilor (electroni sau goluri) care au viteza de recombinare cea mai mică. Pentru $\psi_s < 0$, în semiconductorul de tip n benzile sînt înclinate în sus, la înclinare puternică apare strat de inversiune și captura electronilor este limitată de numărul mic de electroni din volum care pot să escaladeze bariera de potențial și să ajungă la suprafață. Pe de altă parte, pentru $\psi_s > 0$, benzile sînt înclinate în jos, apare astfel strat de acumulare de electroni și captura golurilor este limitată de numărul mic de goluri, p_s, care pot să ajungă din volum la suprafață. Datorită dependenței puternice de potențialul de suprafață, s este influențată de atomii adsorbiți la suprafață și variază cu variația mediului gazos înconjurător. În scopul determinării

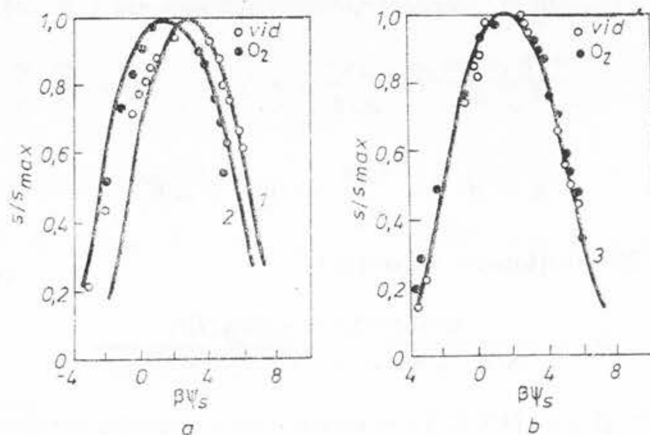


Fig. 3.13. — Viteza, s, de recombinare la suprafață raportată la valoarea ei maximă, s_{max}, în funcție de potențialul ψ_s de suprafață.

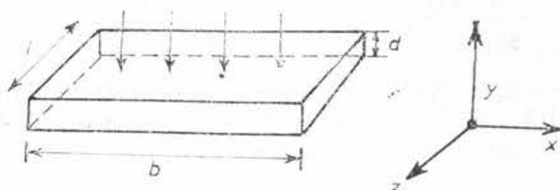


Fig. 3.14. — Proba semiconductoare, iluminată cu lumină puternic absorbită la suprafața $y = d$.

experimentale a unui grafic ca cel reprezentat în figura 3.13 este necesară măsurarea lui s și ψ_s în același timp. ψ_s se determină din măsurarea conductanței de suprafață și s se măsoară prin tehnica injecției în pulsuri. Determinarea lui ψ_s din măsurarea conductanței de suprafață se face din graficul 3.8, așa cum s-a discutat în paragraful 3.4, valoarea minimă de referință a lui ψ_s determinîndu-se din punctul de minim al conductanței. Viteza de recombinare la suprafață se poate determina prin metoda fotoconducției, adică injecția purtătorilor de sarcină se face prin iluminare. Înainte de a descrie metoda experimentală expunem bazele ei teoretice. Se consideră că într-o probă semiconductoare de tip p(fig. 3.14) se injectează prin iluminare la suprafața $y = d$, Δn electroni și Δp goluri ($\Delta n = \Delta p$). Pentru cîmp electric neglijabil, ecuația de continuitate se scrie

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} - \frac{\Delta n}{\tau}, \tag{3.47}$$

unde τ este timpul de viață a purtătorilor de sarcină în volum și D este coeficientul de difuzie. Notînd cu G rata de generare prin iluminare a purtătorilor de sarcină la suprafața $y = d$, condițiile de margine (3.38) la

suprafața neiluminată și, respectiv, iluminată se scriu :

$$y = 0, \quad D\frac{\partial \Delta n}{\partial y} = S\,\Delta\, n$$

$$y = d, \quad D\frac{\partial \Delta n}{\partial y} = G - S\,\Delta\, n. \tag{3.48}$$

În condiții staționare se obține

$$\Delta n = \frac{G[\mathrm{sh}(y/L) + \gamma \mathrm{ch}(y/L)]}{S[(1+\gamma^2)\mathrm{sh}(d/L) + 2\gamma\mathrm{ch}(d/L)]}, \tag{3.49}$$

unde $L = \sqrt{D\tau}$ și $\gamma = D/LS$. În aceste condiții variația conductanței este dată de expresia

$$\Delta G = \int_0^d\int_0^l \frac{q(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p)\,\mathrm{d}y\mathrm{d}z}{b} =$$

$$= \frac{AGL[\mathrm{ch}(d/L) - 1 + \gamma\mathrm{sh}(d/L)]}{bS[(1+\gamma^2)\mathrm{sh}(d/L) + 2\gamma\mathrm{ch}(d/L)]}, \tag{3.50}$$

unde $A = q\,(\mu_n + \mu_p)l$. Această expresie poate fi simplificată pentru două cazuri limită : $(d/L) > 1$ și $(d/L) < 1$. În primul caz, ch $(d/L) \simeq$ $\simeq$ sh $(d/L) \gg 1$ și ecuația (3.56) se reduce la

$$(\Delta G)_0 = \frac{AG}{b}\,\tau_{ef}, \tag{3.51}$$

unde timpul de viață efectiv este dat de expresia

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau} + \frac{S}{L}. \tag{3.52}$$

În cazul $(d/L) < 1$, dezvoltînd în serie funcțiile ch și sh din relația (3.50), se obține

$$(\Delta G)_0 = \frac{\mathrm{d}AG(\gamma + d/2L)}{bS[(1+\gamma^2)\,(d/L) + 2\gamma]}. \tag{3.53}$$

Această expresie poate fi simplificată în două cazuri :
Cînd $\gamma < 1$ ecuația (3.53) devine de forma (3.51) cu

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{v_s}{d}. \tag{3.54}$$

Cînd $\gamma > 1$, adică $\gamma \gg d/2L$ și $\gamma^2 \gg 1$, ecuația (3.53) se reduce, de asemenea la (3.51) cu

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{d}. \tag{3.55}$$

Soluţia acestei ecuaţii este [9]

$$\Delta n(t) = \frac{2G}{d}\sum_{n=1}^{\infty}[\exp(-t/\tau_n)]\frac{\tau_n a_n(a_n \cos c_n\, y + \beta \sin c_n y)}{(a_n^2 - \beta^2 - 2\beta)\cos a_n + 2(\beta+1)a_n \sin a_n}, \tag{3.56}$$

unde $a_n = c_n d$, $\beta = dS/D$ şi

$$\frac{1}{\tau_n} = Dc_n^2 + \frac{1}{\tau};\quad c_n = \pm\frac{(n-1)\pi}{d},\quad n = 2, 3, 4,\ldots$$

$$c_1 = \pm\left(\frac{2S}{Dd}\right)^{1/2}. \tag{3.57}$$

Se poate scrie

$$\Delta G = \sum_{n=1}^{\infty}\Delta G_n \exp(-t/\tau_n). \tag{3.58}$$

Pentru n mare

$$\frac{\Delta G_{n+1}}{\Delta G_n} \simeq \frac{a_n/\tau_n}{a_{n+1}/\tau_{n+1}} \simeq \frac{c_n^3}{c_{n+1}^3} \simeq \left(\frac{n-1}{n}\right)^3. \tag{3.59}$$

Această ultimă relaţie arată că seria din relaţia (3.56) converge rapid şi prin urmare, cea mai mare contribuţie la ΔG o dau termenii cu n mic. Din relaţia (3.57) rezultă

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{d},$$

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau} + D(n-1)^2\frac{\pi^2}{d^2},\quad n = 2, 3, 4,\ldots \tag{3.60}$$

Analiza constantelor de timp de mai sus arată că termenii $(\Delta G)_n$, cu n mare, nu numai că au valori iniţiale mai mici ci au şi constantă de timp mai mică şi deci descresc mai rapid în comparaţie cu termenii cu n mic. Prin urmare expresia (3.58) se poate aproxima cu

$$\Delta G \simeq \Delta G_1 \exp(-t/\tau_1), \tag{3.61}$$

unde τ_1 este dat de expresia (3.60). ΔG_1 este conductivitatea în stare staţionară, $(\Delta G)_0$, iar $\tau_1 \simeq \tau_{ef}$, astfel că dacă se iluminează proba cu lumină în pulsuri (fig. 3.15), atunci ecuaţia (3.61) descrie porţiunea de cădere a fotoconducţiei

$$\Delta G = (\Delta G)_0 \exp(-t/\tau_{ef}), \tag{3.62}$$

unde $1/\tau_{ef} = 1/\tau + 2S/d$. Pe porţiunea de creştere

$$\Delta G = (\Delta G)_0\,(1 - e^{-t/\tau_{ef}}). \tag{3.63}$$

Montajul experimental este reprezentat în figura 3.15 *b*. Lumina modulată cade pe o porţiune din suprafaţa probei. Circuitul este constituit dintr-un rezistor în serie cu proba şi cu o sursă de tensiune continuă. Tensiunea V_R

măsurată pe rezistența R se aplică pe plăcile verticale ale unui osciloograf. V_R este direct proporțional cu ΔG, astfel că din porțiunea de cădere a lui V_R se determină τ_{ef}. Întrucît în expresia lui τ_{ef} intervin ca necunoscute τ și s, se fac măsurători pe două probe din același material cu aceeași stare a suprafeței dar de grosimi diferite. Astfel vor rezulta două ecuații pentru τ_{ef}, de unde se determină τ și S. Trebuie avut în vedere ca lungimea suprafeței iluminate să fie mult mai mare decît lungimea de difuzie a purtătorilor de sarcină pentru ca efectele de margine să fie neglijabile. De asemenea, trebuie ca lungimea probei (fig. 3.14) să fie suficient de mare astfel ca această lungime împărțită prin viteza de drift, μ_p $\mathscr{E}$,

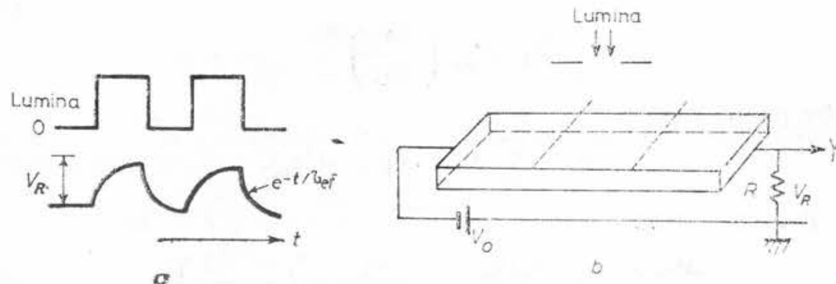


Fig. 3.15. – Pulsurile de lumină și tensiunea datorată variației conductanței cu iluminarea (*a*); montajul experimental (*b*).

să dea un timp mult mai mare decît timpul de viață. Această ultimă cerință se poate realiza aplicînd pe probă un cîmp cît mai mic, astfel ca purtătorii de sarcină să recombine înainte de a părăsi proba. Notăm, de asemenea, că în acord cu relația (3.51) conductanța în stare staționară $(\Delta G)_0$ și deci amplitudinea lui V_R este proporțională cu S. Tehnica pulsurilor poate fi utilizată atît în metoda fotoconducției cît și în metoda bombardării cu particule ori injecție la contact.

De o importanță deosebită este sensibilizarea fotoconducției prin activarea suprafeței în atmosferă gazoasă. Printr-o asemenea metodă s-a reușit o creștere a fotoconductivității straturilor subțiri de sulfură de plumb de cîteva ori [10]. Cititorul găsește studii și rezultate recente asupra stărilor de suprafață în [11–14].

BIBLIOGRAFIE

1. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, București, 1978.
2. I. Tamm, Zeitschr., f. Physik, **76**, 849 (1932).
3. I. Tamm, J. E. T. F., **3**,34 (1933); M. A. Mehtiev, Solid-State Comm., **28**, 299 (1978).
4. S. G. Davison, J. D. Levine, *Surface states*, in Solid State Physics, **25**, 1 (1970).
5. W. Shockley, Phys. Rev. **56**, 317 (1939).
6. A. Many, Y. Goldstein, N. B. Grover, *Semiconductor surfaces*, Amsterdam, North-Holland Publ., 1965.
7. D. Frankl, *Electrical properties of semiconductor surfaces*, Pergamon Press, New York, 1967; K. I. Kirov., S. P. Alexandrova, Phys. Stat. Sol. (a), **49**, 781 (1978).
8. Y. Margominski, Phys. Rev., **132**, 1910 (1963)
9. S. Wang, *Solid State Electronics*, McGraw-Hill, New York, 1966
10. V. Dolocan, T. Boțilă, I. Nazarenco, A. Vancu, *Colocviul național de fizica și tehnologia materialelor cristaline și amorfe*, Iași, 1980, p. 271.
11. D. C. Tsui, M.D. Sturge, A. Kamgar, J. Allen, Jr. Phys. Rev. Lett., **40**, 1667 (1978).
12. T. Marimoto, J-Phys. Soc. Japan, **44**, 332 (1978).
13. * * * Progress in surface and membrane science.
14. * * * Surface science (revistă lunară).

Capitolul 4

CONTACTUL METAL-SEMICONDUCTOR

4.1. Lucrul de ieşire a electronilor din materiale

Lucrul de ieşire este energia necesară pentru a scoate în vid un electron situat la nivelul energetic Fermi într-un solid. La metale lucrul de ieşire se notează cu $q\Phi_M$, iar la semiconductori cu $q\Phi_s$ (fig. 4.1). Energia

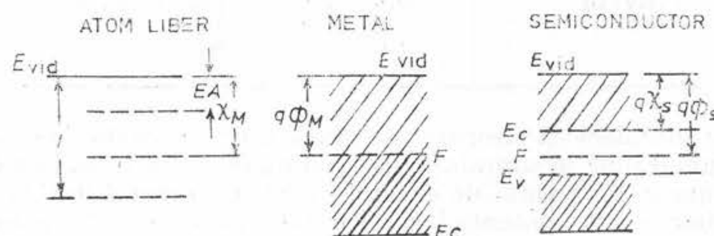


Fig. 4.1. — Diagrama nivelelor energetice cu notaţiile folosite în text.

necesară pentru a scoate în vid un electron situat la minimul benzii de conducţie se numeşte afinitate pentru electroni şi se notează cu $q\chi_0$. O problemă interesantă este legătura dintre mărimile care caracterizează electronul în atomul liber (energia de ionizare I, afinitatea pentru electroni EA) şi lucrul de ieşire din materialul solid. S-a găsit o relaţie între electronegativitate, χ, şi $q\Phi$, lucrul de ieşire [1]. Electronegativitatea este capacitatea unui atom aflat într-o moleculă de a atrage electroni [2]. Definiţia electronegativităţii în scara Pauling, notată χ_p, se bazează pe conceptul macroscopic al căldurii de formare a compuşilor ionici. O definiţie bazată pe conceptul microscopic al spectrului atomic (fig. 4.1) a fost dată se Mulliken [3]. Electronegativitatea în scara Mulliken este definită prin relaţia

$$\chi_M = \frac{I + EA}{2}. \tag{4.1}$$

Între lucrul de ieşire $q\Phi$ şi electronegativitatea χ_M există relaţia găsită empiric

$$q\Phi = \chi_M - P, \tag{4.2}$$

unde P este un parametru de periodicitate a cărui valoare este dată în tabela 4.1. În tabela 4.2 sînt prezentate valorile lui Φ după relația (4.2) și valorile experimentale, Φ_{exp}, pentru diverse elemente. Cunoașterea valorii lucrului de ieșire este esențială [4] în realizarea și utilizarea structurilor metal-metal și metal-semiconductor.

Tabela 4.1

Valorile parametrului de periodicitate, P, pentru elementele chimice

Subgrupa	P, eV	Elemente
VIA	0,3	Se, Te
IB&IIB	0,2	Cu, Ag, Au, Zn, Cd, Hg
IA&VA	0,1	Li, Na, K, Rb, Cs, As, Sb, Bi
IIA	0	Be, Mg, Ca, Sr, Ba
IVA&IIB	—0,2	Si, Ge, Sn, Pb, Sc, Y, La
VB	—0,3	V, Nb, Ta
VIII	—0,4	Fe, Co, Ni, Ru, Rh, Pd, Os, Is, Pt
IVB&VIB	—0,6	Ti, Zr, Hf, Cr, Mo, W
VIIB	—0,7	Mn, Te, Re
	—1,0	Al, Ga, In, Tl

În solid se consideră că electronii se mișcă liber în banda de conducție în întreg volumul pînă la suprafața acestuia unde există o barieră de potențial, așa cum se reprezintă de exemplu pentru un metal în figura 4.2. În realitate bariera de potențial la suprafață nu este rectangulară, ca în figura 4.2, ci se modifică datorită forței imagine și arată ca în figura 4.3. Un electron aflat la distanța x de suprafața unui metal induce o sarcină pozitivă în acesta. Apare o forță de atracție între electron și sarcina indusă a cărei valoare este egală cu forța de atracție dintre electron și o sarcină pozitivă, egală în valoare absolută cu sarcina electronului, situată la distanța-x

$$F = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0(2x)^2} = \frac{q^2}{16\pi\ \varepsilon_0 x^2}, \tag{4.3}$$

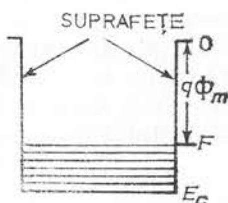


Fig. 4.2. — Electronii în metal se află într-o groapă de potențial.

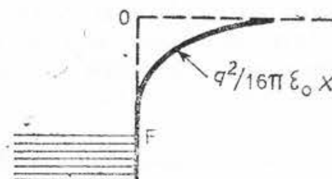


Fig. 4.3. — Bariera de potențial a electronului modificată de către forța imagine.

unde ε_0 este constanta dielectrică a spațiului liber (vidului), $8{,}85 \times 10^{-12}$ F/m. Energia potențială a unui electron aflat la distanța x de suprafața

Tabela 4.2

Unele date asupra caracteristicilor atomului liber şi ale lucrului de ieşire din solid

Element	Subgrupa	I, eV	EA, eV	χ_M, eV	$q\Phi_{calc}$	$q\Phi_{exp}$
Ag	IB	7,576	1,3	4,5	4,3	4,26
Al	IIIA	5,986	0,46	3,2	4,2	4,28
As	VA	9,81	0,8	5,3	5,2	—
Au	IB	9,225	2,308	5,8	5,6	5,1
Ba	IIA	5,212	0	2,6	2,6	2,7
Be	IIA	9,322	0	4,7	4,7	4,98
Bi	VA	7,289	1,1	4,2	4,1	4,22
Ca	IIA	6,113	0	3,1	3,1	2,87
Cd	IIB	8,993	—0,333	4,3	4,1	4,22
Co	VIII	7,86	0,7	4,3	4,7	5
Cr	VIB	6,766	0,66	3,7	4,3	4,5
Cs	IA	3,894	0,47	2,2	2,1	2,14
Cu	IB	7,726	1,226	4,5	4,3	4,65
Fe	VIII	7,87	0,25	4,1	4,5	4,5
Ga	IIIA	5,999	0,3	3,2	4,2	4,2
Ge	IVA	7,899	1,2	4,6	4,8	5
Hf	IVB	7	0	3,5	4,1	3,9
Hg	IIB	10,437	−0,63	4,9	4,7	4,49
In	IIIA	5,786	0,3	3	4	4,12
Ir	VIII	9,1	1,6	5,4	5,8	5,27
K	IA	4,341	0,5	2,4	2,3	2,3
La	IIIB	5,571	0,5	3,1	3,3	3,5
Li	IA	5,392	0,62	3	2,9	2,9
Mg	IIA	7,646	—0,15	3,8	3,8	3,66
Mn	VIIB	7,435	0	3,7	4,4	4,1
Mo	VIB	7,099	1	4,1	4,7	4,6
Na	IA	5,139	0,546	2,9	2,8	2,75
Nb	VB	6,88	1	4	4,3	4,3
Ni	VIII	7,635	1,15	4,4	4,8	5,15
Os	VIII	8,7	1,1	4,9	5,3	4,83
Pb	IVA	7,416	1,1	4,3	4,5	4,25
Pd	VIII	8,34	0,6	4,5	4,9	5,12
Pt	VIII	9	2,128	5,6	6	5,65
Pb	IA	4,177	0,486	2,4	2,3	2,16
Re	VIIB	7,88	0,15	4	4,7	4,96
Rh	VIII	7,46	1,2	4,4	4,8	4,98
Ru	VIII	7,37	1,1	4,3	4,7	4,71
Sb	VA	8,641	1,05	4,9	4,8	4,55
Sc	IIIB	6,54	0	3,3	3,5	3,5
Se	VIA	9,752	2,02	5,9	5,6	5,9
Si	IVA	8,151	1,385	4,8	5	4,85
Sn	IVA	7,344	1,25	4,3	4,5	4,42
Sr	IIA	5,695	0	2,9	2,9	2,59
Ta	VB	7,89	0,6	4,3	4,6	4,25
Tc	VIIB	7,28	0,7	4	4,7	—
Te	VIA	9,009	1,97	5,5	5,2	4,95
Ti	IVB	6,82	0,2	3,5	4,1	4,33
TI	IIIA	6,108	0,3	3,2	4,2	3,84
V	VB	6,74	0,5	3,6	3,9	4,3
WW	VIB	7,98	0,6	4,3	4,9	4,55
Y	IIIB	6,38	0	3,2	4,4	3,1
Zn	IIB	9,394	—0,49	4,5	4,3	4,33
Zr	IVB	6,84	0,5	3,7	4,3	4,05

metalului este egală cu lucrul mecanic efectuat de electron prin deplasarea sa de la ∞ la distanţa x.

$$q\Phi_i(x) = \int_{\infty}^{x} F\,\mathrm{d}x = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x}, \tag{4.4}$$

astfel că barierea de poteţial a electronului din metal arată ca în figura 4.3, unde $U(x)$ se măsoară de la nivelul vidului. Bariera de potenţial se modifică, de asemenea, prin aplicarea unui cîmp electric în vecinătatea

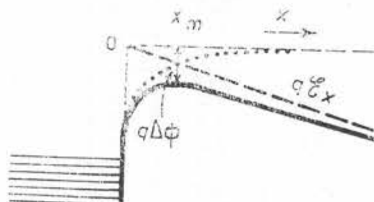


Fig. 4.4. — Micşorarea înălţimii barierei de potenţial, cu $\Delta\Phi$, în prezenţa cîmpului electric, $\mathscr{E}$, aplicat.

interfeţei metal-vid, cu $q\mathscr{E}x$ (fig. 4.4), astfel că energia potenţială totală a electronului măsurată de la nivelul vidului este

$$q\Phi_t(x) = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 x} + q\mathscr{E}x. \tag{4.5}$$

Aceasta are valoarea maximă

$$\Delta\Phi = \left(\frac{q\mathscr{E}}{4\pi\varepsilon_0}\right)^{1/2} = 2\mathscr{E}x_m, \tag{4.6}$$

la

$$x_m = \left(\frac{q}{16\pi\varepsilon_0\mathscr{E}}\right)^{1/2}. \tag{4.7}$$

Micşorarea barierei de potenţial cu $\Delta\Phi$ în prezenţa cîmpului electric se numeşte efect Schottky. Pentru $\mathscr{E} = 10^6$V/cm se obţine $q\Delta\Phi = 0{,}39$ eV şi $x_m = 23{,}5$Å. În figura 4.5 *a* este reprezentată diagrama de benzi de energie la suprafaţa unui semiconductor de tip *p*. După cum s-a arătat în capitolul 3 datorită stărilor de suprafaţă benzile în apropierea suprafeţei sînt înclinate. Pe baza efectului Schottky, printr-o tratare adecvată a suprafeţei semiconductorului nivelul vidului poate fi coborît sub marginea inferioară a benzii de conducţie şi afinitatea pentru electroni să devină negativă (fig. 4.5 *b*). Mai precis, devine negativă afinitatea efectivă

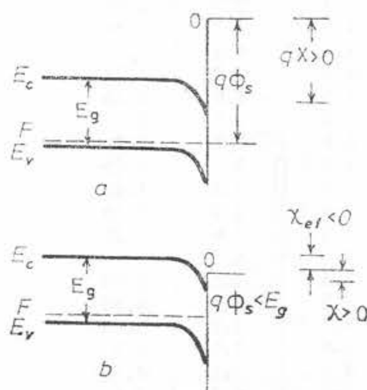


Fig. 4.5. — Diagrama de benzi de energie a unui semiconductor în condiţia cu afinitate electronică pozitivă (*a*) şi negativă (*b*).

pentru electroni, $q\chi_{ef} < 0$, adică diferența dintre nivelul vidului și marginea inferioară a benzii de conducție din volum, unde benzile nu sînt înclinate. În realitate, așa cum se observă pe figura 4.5 *b*, datorită înclinării benzilor la suprafață, afinitatea pentru electroni $q\chi$ se menține mai mare ca zero. Condiția de afinitate electronică negativă se scrie

$$E_c - F > q\Phi_s, \tag{4.8}$$

adică diferența dintre marginea inferioară a benzii de conducție din volum și nivelul Fermi să fie mai mare decît lucrul de ieșire. Pentru ca $(E_c - F)$ să fie cît mai mare se folosește semiconductor de tip *p* puternic dopat, astfel ca nivelul Fermi să fie foarte aproape de marginea superioară a benzii de valență, E_v, adică $E_c - F \simeq E_c - E_v = E_g$. Condiția (4.8) de afinitate electronică negativă devine $E_g > q\Phi_s$. Mărimea $E_g - q\Phi_s$ poartă numele de gradul de afinitate electronică negativă. Valoarea lui determină numărul de electroni care ies din solid. Electronii care se află în banda de conducție într-un material cu afinitate negativă pot să părăsească cu ușurință suprafața acestuia deoarece nu întîlnesc barieră de potențial. Acest efect a condus la îmbunătățirea performențelor dispozitivelor de emisie de electroni.

4.2. Diagrama energetică a contactului metal-semiconductor

A. Cazul ideal

În figura 4.6*a* sînt reprezentate diagramele energetice ale unui metal și ale unui semiconductor de tip *n* cînd nu sînt în contact, iar în figura 4.6.*b* este reprezentată diagrama energetică a contactului metal-semiconductor situat la echilibru termic. E_i este nivelul Fermi intrinsec. Cînd metalul și semiconductorul sînt aduse în contact, deoarece $\Phi_s < \Phi_m$ vor trece mai mulți electroni din semiconductor în metal decît în sens invers pînă cînd nivelele Fermi din cele două materiale ajung la același nivel energetic; la echilibru termic nivelul Fermi este unic în întreg sistemul considerat. În procesul stabilirii echilibrului nivelul Fermi din semiconductor a coborît cu cantitatea $(\Phi_m - \Phi_s)$, egală cu diferența dintre lucrurile de ieșire

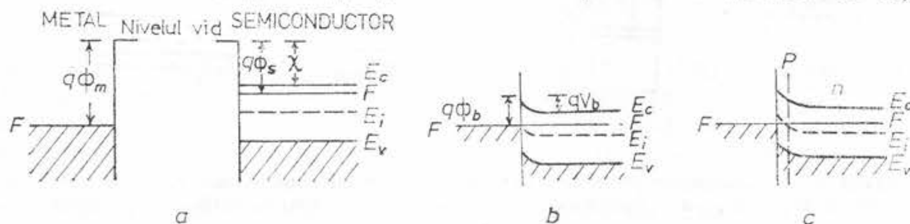


Fig. 4.6.— Diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor în cazul cînd $\Phi_m > \Phi_s$; *a* — materialele nu sînt în contact; *b* — strat de sărăcire; *c* — strat de inversie.

din cele două materiale. Ca rezultat al transferului de electroni din semiconductor în metal la suprafața metalului apare o sarcină negativă iar pe o porțiune din semiconductor de lîngă suprafața sa rămîne o sarcină pozitivă (fixă) dată de impuritățile donoare ionizate pozitiv. Această regiune de sarcină spațială din semiconductor este sărăcită în electroni și de aceea se numește strat de sărăcire (epuizare) sau strat de baraj. Pentru electronii care trec din metal în semiconductor există o barieră de potențial $qV_b = q\Phi_m - \chi$. În stratul de baraj benzile sînt înclinate în sus (fig. 4.6 *b*). Încli-

narea este cu atît mai puternică cu cît diferența dintre lucrurile de ieșire din cele două materiale este mai mare. Pentru o anumită înclinare a benzilor de energie din semiconductor pe o porțiune din vecinătatea contactului se obține $F - E_i < 0$ și ca atare în această regiune $p = n_i \exp[(E_i - F)/kT]$ devine mai mare decît $n = n_i \exp[(F - E_i)/kT]$ și semiconductorul devine de tip p. Apare astfel în vecinătatea contactului un strat de inversiune a tipului de conducție. În această situație stratul de baraj este format dintr-un strat de inversiune și un strat de epuizare (fig. 4.6*c*).

În figura 4.7*a* sînt reprezentate diagramele energetice ale unui metal și unui semiconductor cu $\Phi_s > \Phi_m$ nesituate în contact, iar în figura 4.7*b*

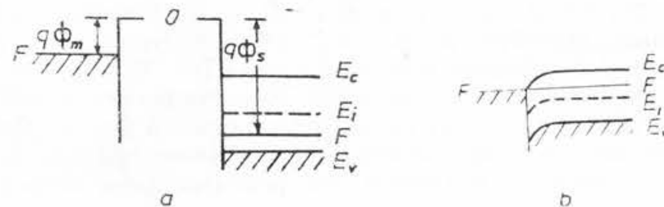


Fig. 4.7. — Diagrama energetică a contactului metal-semiconductor de tip *n* în cazul $\Phi_m < \Phi_s$.

este reprezentată diagrama energetică a contactului metal-semiconductor. În acest caz deoarece $\Phi_m < \Phi_s$, în procesul de stabilire a echilibrului vor trece mai mulți electroni din metal în semiconductor decît în sens invers și la echilibru termic în semiconductor va apare un strat de acumulare de electroni iar benzile de energie din semiconductor vor fi înclinate în jos (fig. 4.7*b*). Pentru contactul metal-semiconductor de tip *p* pot apare următoarele situații. Pentru $\Phi_m < \Phi_s$ apare strat de epuizare (fig. 4.8*b*) iar cînd $F - E_i > 0$ apare strat de inversiune a tipului de conducție (fig. 4.8 *c*). Pentru $\Phi_m > \Phi_s$ apare strat de acumulare de goluri (fig. 4.9). Pentru

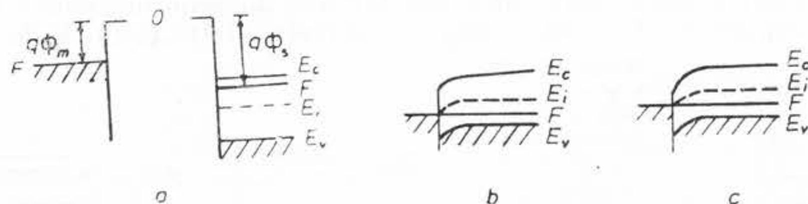


Fig. 4.8. — Diagrama energetică a contactului metal-semiconductor de tip *p* în cazul $\Phi_m < \Phi_s$: *a* — materialele sînt separate ; *b* — strat de sărăcire ; *c* — strat de inversiune.

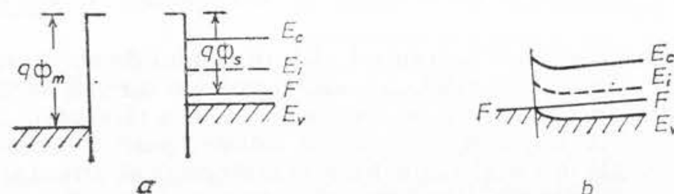


Fig. 4.9. — Contactul metal-semiconductor de tip *p* în cazul $\Phi_m > \Phi_s$ *a*— cele două materiale sînt separate ; *b*— strat de acumulare de goluri

a găsi înălţimea barierei şi lărgimea ei se rezolvă ecuaţia Poisson

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \equiv \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon} = \begin{cases} \frac{q}{\varepsilon} N_d, & o < x \leqslant d, \\ 0, & x \leqslant 0, \end{cases} \tag{4.9}$$

cu următoarele condiţii la limită

$$\begin{aligned} x = 0, \quad -\frac{\partial V}{\partial x} = \mathcal{E}_m, \quad V(0) = V_b, \\ x = d, \quad \frac{\partial V}{\partial x} = 0, \quad V(d) = 0, \end{aligned} \tag{4.10}$$

unde d este lărgimea stratului de baraj şi N_d este concentraţia donorilor din semiconductor. Se consideră contactul metal-semiconductor de tip n. Se obţine :

$$|\mathcal{E}(x)| = \frac{qN_d}{\varepsilon}(d - x) = \mathcal{E}_m - \frac{qN_d}{\varepsilon} x, \tag{4.11}$$

$$V(x) = \frac{qN_d}{\varepsilon}\left(\mathrm{d}x - \frac{x^2}{2}\right) - V_b, \tag{4.12}$$

$$d = (2\,\varepsilon V_b / qN_d)^{1/2}, \tag{4.13}$$

$$\mathcal{E}_M = \mathcal{E}(x = 0) = (2qN_d V_b / \varepsilon)^{1/2} \tag{4.14}$$

În condiţii de polarizare V_b se înlocuieşte cu $V_b - V$ unde V are semnu l plus la polarizare directă şi semnul minus la polarizare inversă în raport cu semiconductorul, care se consideră legat la masă. Diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor în diverse condiţii de polarizare este reprezentată în figura 4.10. Sarcina spaţială Q şi capacitatea stratului de baraj pe unitatea de arie sînt date de expresiile

$$Q = q\,N_d\,d = [2_q\,\varepsilon N_d\,(V_b - V)]^{1/2}, \tag{4.15}$$

$$c = \partial Q / \partial V = \frac{\varepsilon}{d}\left(\frac{q\,\varepsilon N_d}{2(V_b - V)}\right)^{1/2}. \tag{4.16}$$

Din ultima expresie se obţine

$$\frac{\mathrm{d}(1/C^2)}{(-\,\mathrm{d}V)} = \frac{2}{q\varepsilon\,N_d}, \tag{4.17}$$

de unde se determină

$$N_d = \frac{2}{q\varepsilon} \frac{(-dV)}{d(1/C^2)}. \tag{4.18}$$

B. *Cazul real*

În figurile 4.6—4.9 s-a prezentat cazul ideal al contactului metal-semiconductor. În realitate diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor se modifică atît datorită efectului Schottky cît și

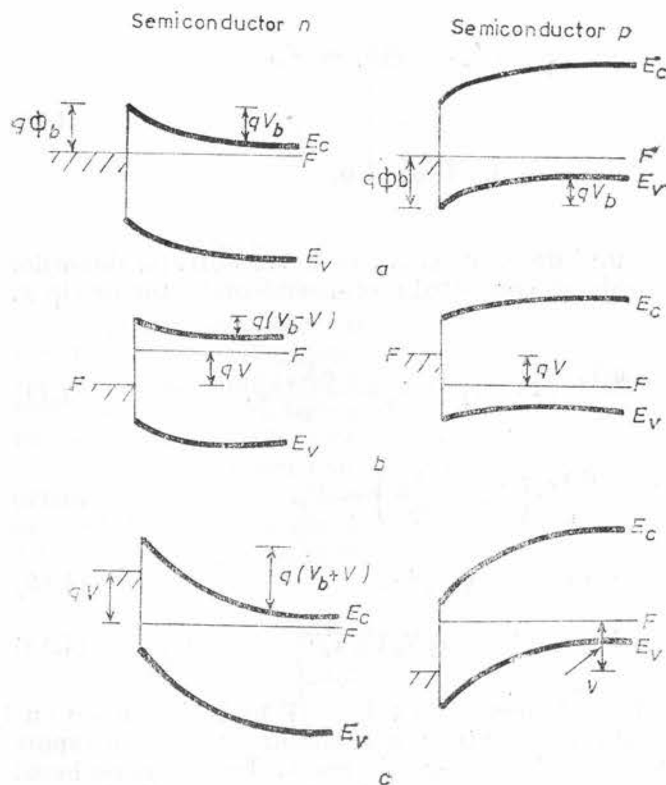


Fig. 4.10. — Diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor în prezența stărilor de suprafață.

datorită stărilor de la suprafața semiconductorului care vine în contact cu metalul. În cazul cînd există o densitate mare de stări de suprafață, înălțimea barierei de potențial qV_b poate să fie independentă de lucrul de ieșire din metal. În figura 4.11*a* sînt reprezentate benzile de energie ale metalului și semiconductorului cînd cele două materiale sînt separate. În această situație benzile de energie din semiconductorul de tip *n* sînt înclinate în sus, deoarece s-a stabilit un echilibru între stările de suprafață și volumul semiconductorului; toate stările de suprafață de sub nivelul Fermi sînt ocupate cu electroni. Cînd se realizează contactul metal-semiconductor are loc schimb de electroni între cele două materiale; la suprafața metalului va apare o sarcină negativă care crește pînă cînd nivelul Fermi se află la același nivel energetic în întreg sistemul, adică se atinge starea de echilibru termic. Dacă densitatea stări de suprafață este suficient de mare, astfel încît în procesul de stabilire a echilibrului trans-

ferul de electroni să aibă loc de pe stările de suprafață fără să fie afectată sensibil sarcina spațială din semiconductor, atunci înălțimea barierei de potențial nu va fi afectată de lucrul de ieșire din metal (fig. 4.11*b*).

Scăderea barierei de potențial datorită efectului Schottky este dată de expresia (4.6) și diagrama energetică a contactului metal-semiconductor arată ca în figura 4.12. Valoarea lui $\mathscr{E}$ din expresia (4.6) se înlocuiește

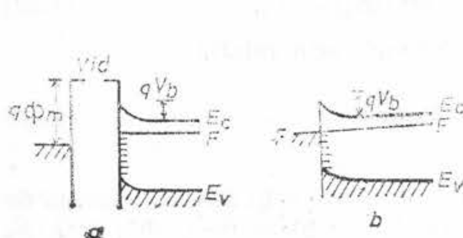


Fig. 4.11. — Diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor cînd se ia în considerare efectul forței imagine.

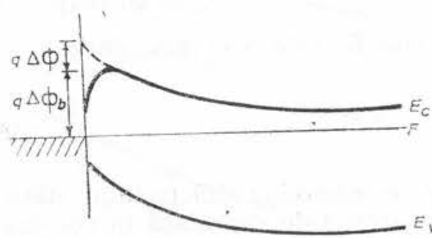


Fig. 4.12. — Diagrama de benzi de energie pentru bariera Schottky în cazul că are loc conversia tipului de conducție a semiconductorului lîngă contactul metalic, (*a*); profilul de dopaj corespunzător, (*b*); distribuția cîmpului electric (*c*).

cu cîmpul maxim $\mathscr{E}_m$ din stratul de baraj iar ε_0 cu $\varepsilon_s\,\varepsilon_0$, unde ε_s este permitivitatea relativă a semiconductorului. Micșorarea barierei datorită efectului Schottky la contactul metal-semiconductor este mică în comparație cu sistemul metal-vid, datorită valorii mari a lui ε_s. Astfel pentru Ge $\varepsilon_s = 16$ iar pentru un cîmp de 10^5V/cm se obține $\Delta\Phi = 0{,}03$eV.

O expresie a înălțimii barierei modificată de efectul Schottky și stările de suprafață a fost propusă de forma

$$\Phi = \Phi^* - \left[\frac{q\mathscr{E}_m}{4\pi\varepsilon_s\varepsilon_0}\right]^{1/2} - \alpha\mathscr{E}, \tag{4.19}$$

unde ultimul termen arată influența stărilor de suprafață ; α este o constantă semiempirică cu valoarea de 15Å pentru sistemul $ZrSi_2$/Si-*n*. Φ^* este un parametru ajustabil, foarte apropiat ca valoare de Φ_b și se numește înălțimea barierei de bandă plată (cînd nu există sarcină spațială indusă în semiconductor și deci benzile sale de energie nu sînt înclinate). O expresie diferită a modificării barierei de către stările de suprafață se obține presupunînd o dependență exponențială sau parabolică de energie a densității stărilor de suprafață [4]. Se notează sarcina pe unitatea de arie localizată pe stările de la interfață cu Q_{ss} iar sarcina pe unitatea de arie din stratul de sarcină spațială din semiconductor cu Q_{sc}. Condiția de neutralitate cere ca

$$Q_{ss} = Q_{sc} = \varepsilon_s\,\varepsilon_0\mathscr{E}_m \tag{4.20}$$

Densitatea efectivă de stări de suprafață N este dată de expresia

$$qN = \frac{\mathrm{d}\,Q_{ss}}{\mathrm{d}F}\,.$$

Presupunînd că toate stările de suprafață sînt în echilibru și cu metalul se poate scrie $\delta F = -\delta\Phi$ și deci

$$qN = -\frac{dQ_{ss}}{q d\Phi}. \tag{4.21}$$

Se consideră o distribuție a stărilor de suprafață de forma

$$Q_{ss} = Q_f [\exp(-q(\Phi - \Phi^*)/E_0) - 1], \tag{4.22}$$

unde E_0 este o energie caracteristică definită prin relația

$$\mathcal{E}_m \frac{d\Phi}{d\mathcal{E}_m} = E_0/q, \tag{4.23}$$

Q_f este sarcina fixă (a impurităților ionizate) care echilibrează sarcina de pe stările de suprafață în configurația de bandă plată ($\Phi = \Phi^*$) și Q_f/E_0 este densitatea aparentă de stări de suprafață în această configurație. Prin urmare

$$qN = \frac{Q_f}{E_0} \exp\ [-q(\Phi - \Phi^*)/E_0] \tag{4.24}$$

(Φ nu este definit pentru $Q_{ss} < -Q_f$). Determinînd Φ din relația (4.22) și notînd $\mathcal{E}_f = Q_f/\varepsilon_s\varepsilon_0$ se obține

$$\Phi = \Phi^* + \frac{E_0}{q} \ln\left[\frac{\mathcal{E}_f}{\mathcal{E}_m + \varepsilon_f}\right]. \tag{4.25}$$

Această relație conține trei parametrii Φ^*, E_0 și $\mathcal{E}_f$ ajustabili, în comparația teoriei cu experiența pentru diodele Schottky. În deducerea ei s-a neglijat efectul forței imagine (Schottky). Un alt model propus ia în considerare modificarea profilului dopajului și conversia tipului semiconductorului lîngă contactul cu metalul (fig. 4.13). Cîmpul electric maxim $\mathcal{E}_m$ în stratul de sarcină spațială este dat de expresia

$$\mathcal{E}_m = \int_{x_m}^{x_j} \frac{q(N_d - N_a)\,dx}{\varepsilon_s\,\varepsilon_0}, \tag{4.26}$$

unde N_a este concentrația impurităților acceptoare și N — concentrația impurităților donoare din semiconductor, aceasta din urmă fiind considerată constantă. x_m este localizarea maximului energiei potențiale și x_j este localizarea joncțiunii metalurgice (acolo unde concentrațiile celor două tipuri de impurități sînt egale). Înălțimea aparentă a barierei este dată de expresia

$$\Phi_a = \Phi_0 + \int_0^{x_m} \frac{xq(N_a - N_d)\,dx}{\varepsilon_s\varepsilon_0}, \tag{4.27}$$

și

$$\frac{d\Phi_a}{d\mathcal{E}_m} = -x_m.$$

Atît stările de suprafață cît și modificarea profilului dopajului pot explica, după cum vom vedea în paragraful următor, anomalia T_0 a caracteristicii curent-tensiune din bariera Schottky.

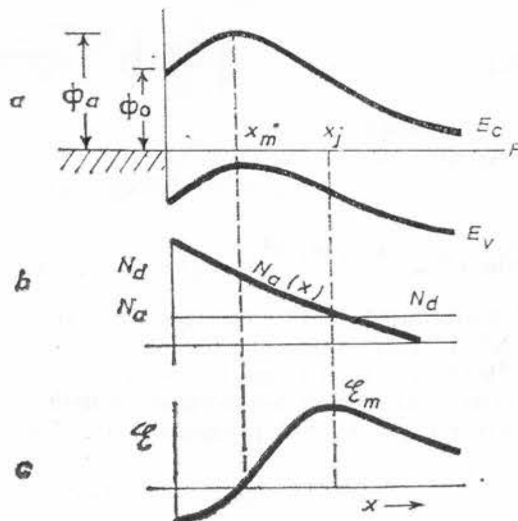


Fig. 4.13. — Diagrama de benzi de energie a contactului metal-semiconductor: a — la echilibru termic; b — la polarizare directă; c — la polarizare inversă.

4.3. Curentul electric în dioda Schottky

În structurile metal-semiconductor la transportul curentului electric participă în principal purtătorii majoritari, spre deosebire de joncțiunile p-n unde rolul esențial îl joacă purtătorii minoritari. Expresia analitică a curentului electric se deduce făcînd unele aproximații. Există astfel teoria emisiei termoelectrice izoterme [6], teoria difuziei izoterme [7] și o teorie mai generală a emisiei-difuziei care încearcă să cuprindă cele două teorii într-o teorie unitară [8, 9]. Se ia de asemenea în considerare tunelarea electronilor prin bariera de potențial și influența stărilor de suprafață. Ne vom referi în cele ce urmează la aceste teorii.

A. *Teoria emisiei termoelectronice*

Expresia curentului electric se deduce în următoarele presupuneri: (a) grosimea, d, a stratului de baraj este sficient de mică astfel ca să se poată neglija împrăștierea electronilor în interiorul său; (b) înălțimea barierei de potențial este mult mai mare decît kT; (c) se neglijează efectul forței imagine. Densitatea de curent de electroni care trec din semiconductor în metal este dată de [4]

$$j_{sm} = -q \int_{v_{0x}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x \, \mathrm{d}n(v_x, v_y, v_z), \tag{4.28}$$

unde

$$\mathrm{d}n(v_x, v_y, v_z) = g_c(E) f(E) \, \mathrm{d}E =$$

$$= \frac{2m_n^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(\frac{-\frac{m_n}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - (E_c - F)}{kT} \right) \mathrm{d}v_x \mathrm{d}v_y \mathrm{d}v_z, \tag{4.29}$$

unde $g_c(E)$ este densitatea de stări de energie în banda de conducție, v_{0x} — viteza minimă pe care trebuie s-o aibă electronii ce se deplasează în direcția x pentru a escalada bariera de potențial

$$v_{0x} = \left(\frac{2q(V_b - V)}{m_n} \right)^{1/2}. \qquad (4.30)$$

Se obține

$$j_{sm} = A^* T^2 \exp(-q\Phi_b/kT) \exp(qV/kT), \qquad (4.31)$$

unde $A^* = \frac{4\pi q m_n k^2}{h^3}$, m_n este masa efectivă a electronilor, k — constanta lui Boltzmann și T — temperatura în grade Kelvin. În cazul electronilor liberi A^* este constanta lui Richardson a emisiei electronice în vid. $A = 120 A/cm^2/K$. În ecuația (4.31) A^* este constanta Richardson efectivă pentru o suprafață a semiconductorului cu o orientare dată. Valorile sale în cîteva cazuri sînt prezentate în tabela 4.3.

Tabela 4.3

Valorile raportului A^*/A

Semiconductor	Ge	Si	GaAs
tip n, < 111 >	1,11	2,2	0,068(cîmp slab)
tip n, < 100 >	1,19	2,1	1,2 (cîmp intens)
tip p	0,34	0,66	0,62

La echilibru termic curentul care curge din semiconductor în metal este egal cu curentul care curge din metal în semiconductor și are valoarea

$$j_{ST} = A^* T^2 \exp(-q\Phi_b/kT). \qquad (4.32)$$

Aceasta este valoarea curentului care trece din metal în semiconductor și în prezența unei tensiuni aplicate, deoarece bariera pentru electronii care trec din metal în semiconductor nu se modifică. Prin urmare, densitatea curentului net de electroni în prezența tensiunii aplicate este

$$j = j_{sm} - j_{ms} = j_{ST}\, e^{qV/kT} - j_{ST} = j_{ST}\,(e^{qV/kT} - 1). \qquad (4.33)$$

Relația (4.33) este analogă cu relația curent-tensiune în joncțiunea p-n cu deosebirea că curentul de saturație, j_{ST}, are o expresie diferită.

B. *Teoria difuziei*

Teoria difuziei se bazează pe următoarele presupuneri : (a) înălțimea barierei este mult mai mare decît kT; (b) se iau în considerare efectele

împrăştierii electronilor în stratul de baraj; (c) concentraţiile electronilor la $x = 0$ şi $x = d$ sînt neafectate de trecerea curentului electric, adică au valorile lor de echilibru, (d) semiconductorul este nedegenerat. În acest caz expresia curentului electric este

$$j = q\left[n(x)\mu\mathscr{E} + D\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}\right]. \tag{4.34}$$

Substituind $\mathscr{E} = -\,\mathrm{d}V(x)/\mathrm{d}x$ şi $\mu = (q/kT)D$ se obţine ecuaţia

$$\frac{dn}{\mathrm{d}x} - \frac{nq}{kT}\,\frac{dV}{\mathrm{d}x} = \frac{j}{qD} \tag{4.35}$$

care se rezolvă cu următoarele condiţii la limită:

$$n(0) = n_0 e^{-qV_b/kT};\quad qV(0) = -\,q\,(V_b - V_0),$$
$$n(d) = n_0;\qquad qV(d) = 0, \tag{4.36}$$

unde n_0 este concentraţia electronilor din volumul semiconductorului (regiunea neutră) iar V – tensiunea aplicată. Pentru rezolvarea ecuaţiei (4.36) se utilizează metoda variaţiei constantelor. Soluţia ecuaţiei omogene (pentru $j = 0$) se ia de forma

$$n(x) = C\,e^{qV(x)/kT}. \tag{4.37}$$

Se introduce această expresie în (4.35) şi se obţine

$$\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}x} = \frac{j}{qD}\,e^{-qV(x)/kT}$$

care integrată de la x la d dă

$$C(d) - C(x) = \frac{j}{qD}\int_x^d e^{-qV(x)/kT}\,\mathrm{d}x.$$

Avînd în vedere condiţiile la limită (4.36) rezultă pentru $x = 0$

$$n_0 e^{-qV_b/kT} = \left(n_0 - \frac{j}{qD}\int_0^d e^{-qV(x)/kT}\,\mathrm{d}x\right) e^{q(V_b - V)/kT},$$

de unde

$$j = \frac{qDn_0(-1 + e^{qV/kT})}{\displaystyle\int_0^d e^{-qV/kT}\,\mathrm{d}x}.$$

Utilizînd expresia (4.12) pentru $V(x)$ şi efectuînd integrala de la numitorul expresiei de mai sus se obţine

$$j \simeq \frac{q^2 D n_0}{kT}\left[\frac{q(V_b - V)\, 8\pi N_d}{\varepsilon}\right]^{1/2} \exp\left(-qV_b/kT\right) \frac{\exp(qV/kT) - 1}{1 - \exp\left[\dfrac{-2q(V_b - V)}{kT}\right]}.$$

Deoarece $qV_b \gg kT$, exponenţiala de la numitorul expresiei de mai sus se neglijează la polarizare inversă şi la tensiuni mici la polarizare directă. Rezultă

$$j = j_{SD}(e^{qV/kT} - 1), \tag{4.38}$$

$$j_{SD} = \frac{q^2 D N_c}{kT}\left[\frac{8\pi N_d q(V_b - V)}{\varepsilon}\right]^{1/2}.$$

Se observă că în teoria difuziei curentul electric (4.38) are în principiu o dependenţă de tensiunea aplicată ca şi în cazul emisiei termoelectrice cu deosebirea că pe cînd în ultimul caz curentul invers de saturaţie, j_{ST}, este independent de tensiunea aplicată, în cazul teoriei difuziei j_{SD} variază cu tensiunea inversă după legea $V^{1/2}$. Este util să facem aici o comparaţie între domeniile de aplicabilitate ale teoriei difuziei şi emisiei termoelectronice. Expresia (4.34) a curentului electric este valabilă la cîmpuri electrice slabe, cînd energia pe care o cîştigă electronul în cîmpul electric $\mathcal{E}$ parcurgînd drumul liber mijlociu l, este mult mai mică decît kT adică $q\mathcal{E}l \ll kT$. Folosind pentru $\mathcal{E}$ valoarea cîmpului maxim din stratul de baraj, $\mathcal{E}_m = 2V_b/l$, rezultă pentru aplicabilitatea teoriei difuziei condiţia

$$d \gg \frac{2qV_b}{kT}\, l. \tag{4.39}$$

Cum $d \sim n_0^{1/2}$ rezultă că teoria difuziei este aplicabilă pentru semiconductorii cu concentraţie mică a purtătorilor de sarcină şi drum liber mijlociu al electronilor mic, adică mobilitate mică. De exemplu, teoria difuziei se aplică la redresorii cu oxid de cupru iar teoria emisiei termoelectrice la redresorii cu germaniu. Tot ceea ce s-a prezentat pînă aici este valabil şi în cazul contactului metal- semiconductor de tip p cu deosebirea cu U se înlocuieşte cu $-U$ iar n cu p, iar în relaţia (4.36) se înlocuieşte $n(0)$ cu $p(0) = p_0 e^{qV_b/kT}$ şi $n(d)$ cu $p(d) = p_0$.

C. *Alte puncte de vedere*

Rezultatele experimentale arată că pentru multe structuri metal-semiconductor este valabilă relaţia emisiei termoelectronice modificată, şi anume la temperatura T a joncţiunii se adaugă o temperatură T_0

$$j = A^* T^2 \exp[-q\Phi_b/k(T + T_0)]\,[\exp(qV/k(T + T_0)) - 1]. \tag{4.40}$$

Aceasta se numeşte anomalia T_0[9]. În multe bariere Schottky, T_0 depinde de polarizare la o temperatură constantă şi este independentă numai de temperatură la curent constant. S-a sugerat că anomalia T_0 se dato-

rează prezenței stărilor de interferență și s-a explicat forma caracteristicii $I-V$ pe baza dependenței exponențiale de energie a densității de stări de interfață [5]. Pentru $V \gg kT/q$ se poate scrie

$$\frac{\mathrm{d}\ln T}{\mathrm{d}V} = \frac{q}{k(T+T_0)} = \frac{q}{nkT}, \tag{4.41}$$

unde $n = 1 + T/T_0$. Notăm

$$\eta = \frac{q(\Phi - V)}{kT} - \ln(N_c/N_d). \tag{4.42}$$

$N_d = n_0$ este concentrația de dopaj din volumul semiconductorului. Notăm, de asemenea, viteza medie $v_m = A\ T^2/qN_c$, astfel că pentru $V \gg$ $\gg kT/q$ se obține

$$\ln(qv_mN_d/j) = \eta. \tag{4.43}$$

Derivînd relațiile (4.42) și (4.43) în raport cu V și avînd în vedere (4.41) rezultă

$$\frac{kT_0}{q} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\eta}. \tag{4.44}$$

S-a înlocuit Φ_b cu Φ, avînd în vedere că valoarea lui Φ este valoarea lui Φ_b modificată de stările de suprafață. Din relația (4.14) se obține înlocuind V_b cu $V_b - V$

$$\mathcal{E} = \left[\frac{2N_d}{\varepsilon}(\eta - 1)\,kT\right]^{1/2}, \tag{4.45}$$

și ecuația (4.44) devine

$$\frac{kT_0}{q} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\mathcal{E}}\,\frac{\mathrm{d}\mathcal{E}}{\mathrm{d}\eta} = -\frac{1}{2(\eta-1)}\,\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\ln\mathcal{E}}. \tag{4.46}$$

În cazul dependenței exponențiale de energie a densității stărilor de suprafață barieră are valoarea dată de relația (4.25), de unde rezultă

$$\frac{q\,\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\ln\mathcal{E}} = \frac{E_0}{1 + \mathcal{E}_f/\mathcal{E}_m}. \tag{4.47}$$

Deoarece pentru η = constant, $\mathcal{E}$ este funcție de T, pentru ca T_0 să fie independent de T este necesar ca $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_f$. Micșorarea barierei la $\mathcal{E} = \mathcal{E}_f$ este $E_0\ln2$ (ecuația (4.25)). Prin urmare, pentru a observa anomalia T_0 bariera de potențial trebuie să fie micșorată cu cel puțin E_0. Din comparația teoriei cu experiența s-au obținut următoarele valori pentru E_0 : 19,5meV pentru $ZrSi_2$/Si-n, 0,36 eV pentru Au/$SrTiO_3$, 0,58eV pentru Ag/GaP, 0,72eV pentru Pt/ZnS [10]. Prezența stărilor de interfață nu poate explica anomalia T_0 în cazul cînd $E_0 \ll kT$. Valori mici ale lui E_0 au fost observate pentru configurații în care $\mathcal{E}_m \ll \mathcal{E}_f$, ceea ce implică $(\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}\ln\mathcal{E}_m) \ll \mathcal{E}_0$

şi deci valori mici ale lui T_0 la o temperatură dată, şi

$$\frac{q\,\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}\mathscr{E}} = -\frac{E_0}{\mathscr{E} + \mathscr{E}_f} \simeq -\frac{E_0}{\mathscr{E}_f},$$

ceea ce înseamnă curbare foarte mică a benzilor de energie; E_0 dat de ecuaţia (4.23) nu are în acest caz semnificaţie fizică. Un model propus care să fie aplicabil pentru explicarea anomaliei T_0 în orice situaţie este modelul modificării profilului dopajului şi conversiei tipului de conducţie a semiconductorului în apropierea contactului cu metalul [9]. În această situaţie înălţimea barierei de potenţial este dată de relaţia (4.27). Considerînd

$$N_a(x) \simeq N_d \left(\frac{x_j}{x}\right)^2, \tag{4.48}$$

se poate scrie în domeniul $x_m < x < x_j$

$$-\mathscr{E}_m \frac{\mathrm{d}\Phi_a}{\mathrm{d}\mathscr{E}_m} = \frac{q\,N_d\,x_j^2}{\varepsilon_s \varepsilon_0}\left[1 - \frac{x_m}{x_j}\right]^2. \tag{4.49}$$

Avînd în vedere definiţia (4.46) a lui T_0 rezultă că în acest caz condiţia găsită experimental ca T_0 să fie independent de T, la curent constant, este îndeplinită de (4.49) cînd $x_m \ll x_j$. Energia caracteristică E_0 este dată de relaţia

$$E_0 \simeq \frac{q\,N_d\,x_j^2}{\varepsilon_s \varepsilon_0}. \tag{4.50}$$

Această relaţie a fost obţinută presupunînd profilul dopajului dat de ecuaţia (4.48); pentru alt profil, E_0 are altă expresie şi este de aşteptat ca valoarea lui să depindă de metoda de preparare a barierei Schottky. Cînd $E_0 > kT$ nu este posibil să se distingă numai din măsurarea caracteristicii $I-V$ dacă efectul profilului dopajului sau al stărilor de suprafaţă este preponderent în determinarea anomaliei T_0. În afară de efectele studiate, un rol important în barierele subţiri (cînd semiconductorul este puternic dopat) îl are tunelarea electronilor. Pot să tuneleze electroni de la nivelul Fermi şi atunci curentul electric se numeşte curent tunel sau electroni excitaţi pe nivele energetice deasupra nivelului Fermi (fig. 4.14). În ultimul caz curentul se numeşte curent de emisie termoelectronică-tunelare.

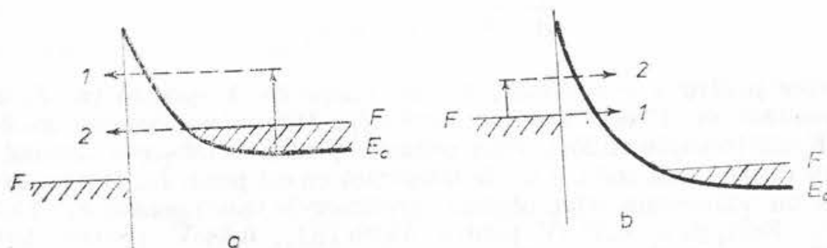


Fig. 4.14. — Curentul tunel (*1*) şi curentul de emisie termoelectronică-tunelare (*2*) într-o joncţiune metal-semiconductor puternic dopat la polarizare directă (*a*) şi la polarizare inversă (*b*).

D. *Curentul de purtători minoritari*

În general în diodele Schottky curentul este transportat de către purtătorii majoritari, contribuţia purtătorilor minoritari fiind neglijabilă. Totuşi, s-a arătat că la tensiuni directe mari, purtătorii minoritari pot aduce o contribuţie de cîteva procente la transportul curentului electric. Se defineşte fracţiunea γ a curentului de purtători minoritari care, de exemplu în cazul semiconductorului de tip n, se scrie

$$\gamma = \frac{j_p}{j_n + j_p}. \tag{4.51}$$

Pentru ca γ să aibă o valoare cît mai mică trebuie ca contactul metal-semiconductor să îndeplinească următoarele condiţii: (a) concentraţia purtătorilor minoritari să fie mică; (b) înălţimea barierei de potenţial să fie, de asemenea, mică. Pentru un semiconductor de tip n, valoarea mică a lui $p_n = n_i^2/N_D$ implică N_D mare (adică semiconductor cu rezistivitate mică) şi n_i mic (adică semiconductor cu bandă interzisă mare). Înălţimea barierei de potenţial trebuie să fie mică astfel ca să nu existe înclinare mare a benzilor de enrgie (fig. 4.15) ceea ce ar duce la creşterea concentraţiei golurilor şi chiar la inversia tipului de conducţie lîngă contact. Se arată că la curent mare [12]

$$\gamma \simeq \frac{n_i^2}{N_d^2}\frac{j}{bj_s}, \tag{4.52}$$

unde b este raportul dintre mobilitatea electronilor şi a golurilor. Pentru o diodă Au-Si-n cu $j_s = 5 \cdot 10^{-7}$ A/cm², $N_D = 10^{15}$cm^{-3}, $j = 350$A/cm², se obţine $\gamma = 5\%$. În structura cu strat epitaxial (fig. 4.15) la polarizare directă golurile se deplasează de la stînga la dreapta şi întîlnesc bariera $n - n^+$ astfel că are loc stocarea golurilor în regiunea epitaxială cvasineutră. Timpul de stocare a purtătorilor minoritari este dat de relaţia

$$\tau_s = \frac{\int_{x_1}^{x_2} q p_n(x)\,\mathrm{d}x}{j}. \tag{4.53}$$

Pentru structuri Au-Si-n se obţin valori ale lui τ_s mai mici decît o nanosecundă.

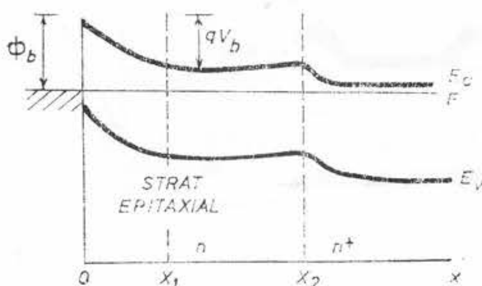


Fig. 4.15. — Diagrama de energie a diodei Schottky cu strat epitaxial.

4.4. Dioda Schottky cu inel de gardă

Pentru ca dioda Schottky să aibă caracteristica curent-tensiune cît mai apropietă de cea ideală (ecuaţia (4.33)), acesteia i se ataşează un inel de gardă. Inelul de gardă constă dintr-o regiune de tip p, de formă inelară, difuzată în stratul epitaxial n. Se formează astfel o joncţine p-n şi pro-

filul dopajului se realizează așa fel ca tensiunea de străpungere să fie mai mare decît cea a contactului meta-semiconductor [13]. Inelul de gardă se introduce pentru a elimina efectul de margine datorat marginilor ascuțite ale contactului metal-semiconductor (fig. 4.16*a*) unde cîmpul electric devine foarte intens ceea ce ar duce la tensiuni de străpungere relativ mici pe caracteristica *I-V* inversă. În figura 4.17 curbele concordă destul de bine cu cele teoretice : la polarizare directă $n = 1{,}01$ (ecuația (4.41)) iar la polarizare inversă panta curbei experimentale este $2{,}47\,V^{1/4}$, foarte apropiată de valoarea teoretică $2{,}52\,V^{1/4}$, pentru cazul cînd se ia în considerare micșorarea barierei datorată forței imagine. Circuitul echivalent al diodei Schottky cu inel de gardă este reprezentat în figura 4.18*a* în presupunerea că contactul între inelul *p* și metal este ohmic. Acesta este cazul cînd regiunea *p* este puternic dopată și mecanicsmul de curgere a curentului electric este efectul tunel. Totuși, la tensiuni directe mari joncțiunea p^+n injectează o cantitate mare de purtători minoritari în regiunea *n* ceea ce limitează în această situație viteza de comutare a structurii datorită efectului de stocare a purtătorilor minoritari. La tensiuni mici acest efect este neglijabil. Eliminarea efectului de stocare se obține prin realizarea unui contact redresor între metal și inelul de gardă. Acest lucru este posibil cînd regiunea *p* nu este puternic dopată. Circuitul echivalent este reprezentat în figura 4.18 *b* și constă din trei diode : dioda Schottky, principală, joncțiunea *p-n* și dioda Schottky metal-semiconductor de tip *p* care are sensul de conducție inversat față de cel al diodei Schottky principale (metal-

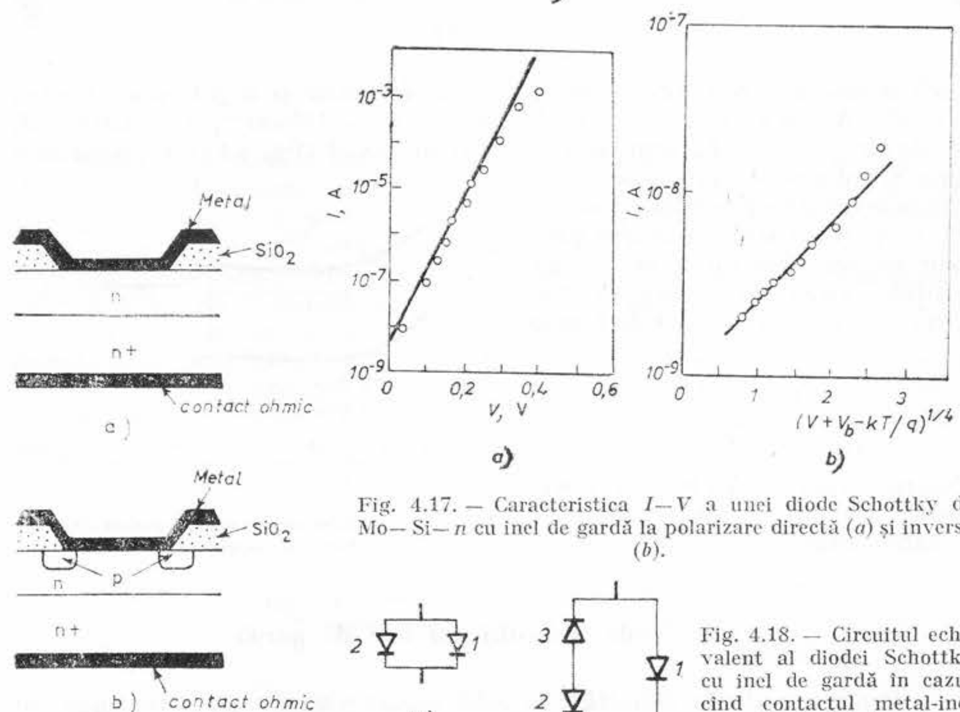


Fig. 4.16. — Dioda Schottky : *a* — fără inel de gardă : *b* — cu inel de gardă.

Fig. 4.17. — Caracteristica *I—V* a unei diode Schottky de Mo— Si— *n* cu inel de gardă la polarizare directă (*a*) și inversă (*b*).

Fig. 4.18. — Circuitul echivalent al diodei Schottky cu inel de gardă în cazul cînd contactul metal-inel este ohmic (*a*) și redresor (*b*) ; *1* — dioda Schottky, *2* — joncțiunea *p-n*, *3*-dioda Schottky metal-inel.

semiconductor-n). La polarizare directă a diodei Schottky principale (şi joncţiunii p-n) dioda Schottky metal-semiconductor p este polarizată invers astfel că cea mai mare parte de tensiune cade pe aceasta şi nu pe joncţiunea p-n (fig. 4.18b) şi deci injecţia purtătorilor minoritari este diminuată considerabil sau chiar complet.

4.5. Determinarea experimentală a înălţimii barierei contactului metal-semiconductor

A. *Măsurarea capacitanţei în funcţie de tensiunea aplicată*

Înălţimea barierei de potenţial se determină din măsurarea capacităţii structurii metal-semiconductor la polarizare inversă în funcţie de tensiunea aplicată. Pentru semiconductorul uniform dopat se obţine din relaţia (4.16)

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\varepsilon N_d}(V_b - V),$$

de unde se observă că graficul $(1/C^2) = f(V)$ este o dreaptă care intersectează axa tensiunilor la $V = V_b$ (fig. 4.19), de unde se determină V_b, iar potenţialul de contact Φ_b se deduce din relaţia

$$\Phi_b = V_b + \frac{1}{q}(E_c - F) - \Delta\Phi.$$

Capacitatea diodei se măsoară la diverse tensiuni de polarizare cu o punte RLC de curent alternativ [14].

B. *Măsurarea rezistenţei diferenţiale a diodei*

Rezistenţa diferenţială a diodei este definită de relaţia $R_d \equiv \mathrm{d}V/\mathrm{d}I$ şi avînd în vedere ecuaţiile (4.33) şi (4.32) se obţine

$$\log R_d = \text{const} + \frac{0{,}43q}{kT}(\Phi_b - V).$$

Graficul $\log R_d = f(1/T)$ este o dreaptă din panta căreia se determină Φ_b. Pentru trasarea graficului se măsoară rezistenţa diferenţială cu o punte RLC, dioda fiind polarizată la o tensiune directă $V_0 = 50$ mV (de fapt această valoare este determinată şi de domeniul de măsură al punţii utilizate) care se menţine constantă pe tot domeniul de temperatură în care se fac măsurătorile [14]. Din panta dreptei obţinute (fig. 4.20) se determină

$$\Phi_b = V_0 + \frac{k}{0{,}43q}\,\mathrm{tg}\alpha.$$

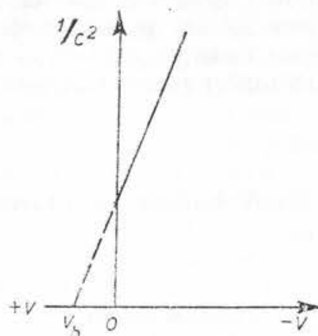


Fig. 4.19. — Graficul $(1/C^2) = f(V)$ la polarizare inversă.

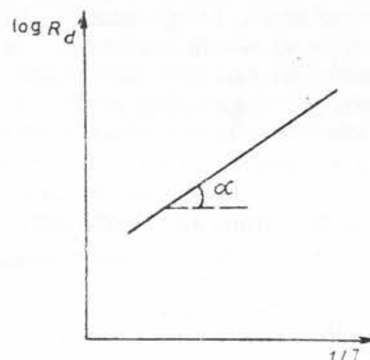


Fig. 4.20. — Rezistența diferențială a diodei în funcție de temperatură.

C. *Determinarea curentului de saturație*, j_s

Se trasează graficul $\ln j = f(V)$ la polarizare directă (fig. 4.21) și se obține o dreaptă care, extrapolată, intersectează axa curentului la $j = j_s$. Potențialul de contact se determină din relația

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^* T^2}{j_s}\right)$$

D. *Măsurarea caracteristicilor spectrale*

Contactul metal-semiconductor poate fi iluminat din partea dinspre metal sau din partea dinspre semiconductor. În primu caz se zice că iluminarea se face din față iar în al doilea caz din spate. În cazul iluminării din față sînt excitați electroni din metal pe nivele energetice superioare și dacă $h\nu \geqslant \Phi_b$ aceștia trec în semiconductor (procesul *1* pe fig. 4.22). De asemenea, dacă metalul este suficient de subțire și $h\nu > E_g$ vor fi excitate perechi electron-gol în semiconductor (procesul *2* în fig. 4.22). Curentul de scurtcircuit sau fotocurentul trebuie să aibă o dependență de energia fotonilor $h\nu$ analogă cu aceea a fotocurentului din cazul emisiei din metal în vid. În cazul fotoemisiei electronilor din metale, curentul pe foton absorbit este dat de relația lui Fowler

$$R \begin{cases} \sim (h\nu - q\Phi)^2, & h\nu \geqslant q\Phi, \\ = 0, & h\nu < q\Phi. \end{cases} \tag{4.54}$$

De fapt această expresie este determinată la $T = 0K$ însă ea este valabilă cu bună aproximație pînă la temperatura camerei dacă lucrul de ieșire (sau înălțimea barierei) nu este mic ($\Phi \gtrsim 0{,}5\text{eV}$) și dacă $(h\nu - \Phi)$ depășește cîțiva kT. Pe de altă parte $h\nu$ nu trebuie să fie mult prea mare față de $q\Phi$ ($h\nu \leqslant 1{,}5q\Phi$). Relația parabolică dintre R și $(h\nu - q\Phi)$ se utilizează pentru determinarea lucrului de ieșire din metale și a potențialului de contact metal-semiconductor și metal-izolator [16]. Rădăcina pătrată din R

este reprezentată în funcție de $h\nu$ și porțiunea ei liniară este extrapolată la $R = 0$; intersecția dreptei cu axa $h\nu$ determină pe Φ. În figura 4.23 este reprezentat rezultatul pentru fotoemisia electronilor din crom, de unde

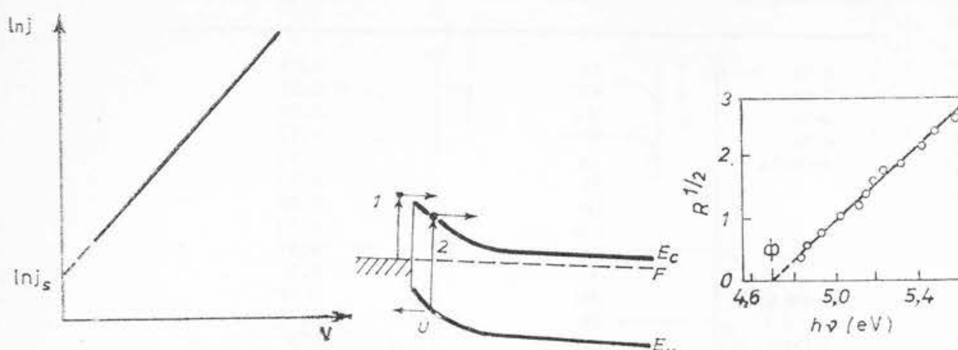


Fig. 4.21. — Caracteristica I-V a diodei Schottky la polarizare directă.

Fig. 4.22. — Generarea fotoelectronilor la contactul metal-semiconductor.

Fig. 4.23. — Caracteristica spectrală a fotoemisiei electronilor din crom.

se determină valoarea lucrului de ieșire $q\Phi = 4{,}68$ eV. Figurile 4.24 *a* ,i *b* prezintă rezultatele experimentale pentru diodele Al-GaAs de tip *n* și, respectiv, de tip *p* de unde se determină înălțimile barierelor $q\Phi_{bn} = 0{,}785$eV și $q\Phi_{bp} = 0{,}565$ eV. Se observă că $q\Phi_{bn} + q\Phi_{bp} = 1{,}35$ eV $\simeq E_g$(GaAs) ceea ce coincide cu rezultatul teoretic că suma energiilor potențialelor de contact metal-semiconductor *n* și metal-semiconductor *p* este egală cu lărgimea benzii interzise a semiconductorului. Asemenea măsurători se utilizează pentru studiul variației potențialului de contact cu temperatura și cu cîmpul electric și pentru determinarea lărgimii benzii interzise a semiconductorilor. Considerații teoretice au arătat că dependența spectrală a fotocurentului pentru sistemul semiconductor-vid este descrisă de legea $R \sim (h\nu - q\Phi)^n$, $n = 1{,}3/2{,}2$ [16]. În tabela 4.4 se prezintă valorile unor potențiale de contact măsurate la contactul metal-semiconductor.

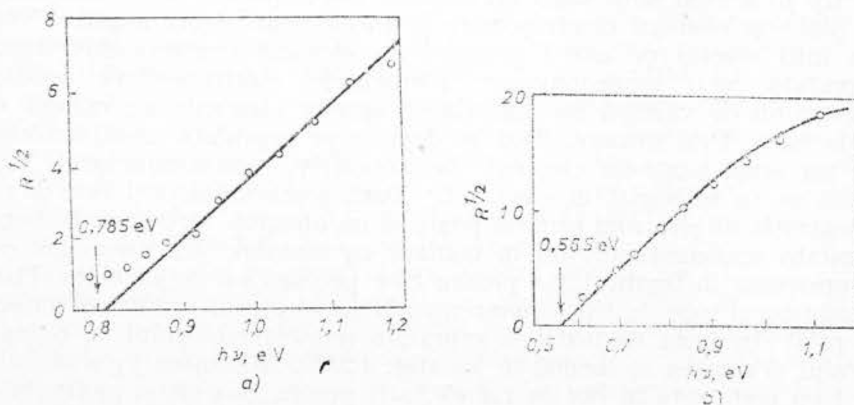


Fig. 4.24. — Caracteristica spectrală a curentului fotoelectric în structuri Al-GaAs-*n* (*a*) și Al-GaAs-*p* (*b*).

Tabelul 4.4

Valorile barierelor Schottky determinate experimental

Semiconductor	Metal	$q\Phi_b$, eV
n-Si	Au	0,79
p-Si	Au	0,25
n-Si	Mo	0,59
n-Si	W	0,67
n-GaAs	Au	0,95
	Pt	0,94
	Be	0,82
	Ag	0,93
	Cu	0,87
	Al	0,8
p-GaAs	Au	0,48
	Pt	0,48
n-CdS	Au	0,8
	Cu	0,35
	Ni	0,45
	Ag	0,58
	Pt	0,86
n-GaP	Cu	1,34
	Al	1,14
	Au	1,34
	Pt	1,52
	Mg	1,09
	Ag	1,2
n-Ge	W	0,48
	Au	0,45

4.6. Structuri cu afinitate electronică negativă

A. *Diagrama benzilor de energie la suprafață*

Este posibil să se obțină structuri cu afinitate negativă, pentru electroni la suprafață, prin depunerea pe suprafața curată a semiconductorului (de tip *p*) a unui strat dintr-un element electropozitiv sau strate alternative dintr-un element electropozitiv și un element electronegativ. Vom discuta întîi efectul pe care-l produce un element electropozitiv depus pe suprafața unui semiconductor. Elementele electropozitive cedează ușor electronii de valență iar materialele acestor elemente au energie de extracție mică. Prin urmare, dacă se depune pe suprafața unui semiconductor un strat dintr-un element electropozitiv, semiconductorul lîngă suprafață se va îmbogăți în electroni. Dacă semiconductorul este de tip *n*, concentrația de electroni primită poate să nu afecteze structura de benzi la suprafața semiconductorului în contact cu metalul. Un asemenea caz este reprezentat în figura 4.25*a* pentru Si-*n* pe care s-a depus cesiu. Dacă semiconductorul este de tip *p*, concentrația de electroni primită afectează considerabil structura de benzi la suprafața semiconductorului în contact cu metalul și acestea se înclină în jos (fig. 4.25*b*). Afinitatea $q\chi$ a siliciului acoperit cu cesiu este în jur de 1,4 eV, atît pentru Si-*p* cît și pentru Si-*n*. Însă, așa cum reiese din figura 4.25*b*, afinitatea efectivă $q\chi_{ef}$ (măsurată față de minimul benzii de conducție din volumul semiconductorului) este

mai mică decît $q\chi$ în semiconductorul de tip p. În semiconductorul p puternic dopat, cu nivelul Fermi foarte apropiat de banda de valență, înclinarea benzilor poate deveni aproximativ egală cu E_g astfel că se poate

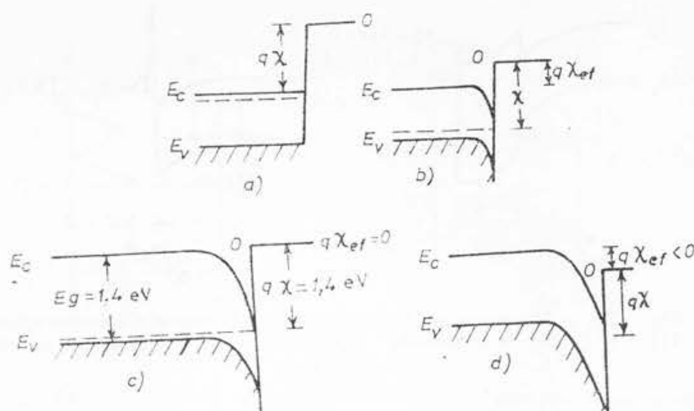


Fig. 4.25. — Diagrama energetică a unor materiale semiconductoare acoperite cu cesiu ; *a* — Si-*n* ; *b* — Si-*p* ; *c* — GaAs-*p* ; *d* — GaP-*p*.

scrie $q\chi_{ef} \simeq q\chi - E_g$. Pentru Si-$p$, $q\chi_{ef} = 1{,}4 - 1{,}1 = 0{,}3$ eV. GaAs acoperit cu Cs are $q\chi = 1{,}4$ eV, astfel că pentru GaAs-p puternic dopat, acoperit cu Cs, se obține $q\chi_{ef} = 1{,}4 - 1{,}4 = 0$, adică afinitatea efectivă pentru electroni este zero (fig. 4.25 *b*). Este de așteptat ca pentru semiconductoarele cu bandă interzisă mai mare decît GaAs acoperite cu cesiu să se obțină afinitate electronică efectivă negativă. Un asemenea caz este reprezentat în figura 4.25 *c*, pentru GaP de tip p (are $E_g = 2{,}24$ eV și $q\chi = 1{,}4$ eV la 300K) acoperit cu cesiu [17].

Cînd se depun strate monoatomice alternative de cesiu și oxigen se obține afinitate electronică negativă și pentru Si-p iar lucrul de ieșire se reduce la valoarea 0,9eV [18]. Nu există nici o evidență experimentală a existenței unei bariere la interfața Si : Cs-0. Se formează un strat de dipol Cs-O (prin depunerea unui strat monoatomic de cesiu și apoi a unui strat monoatomic de oxigen) de grosime $\sim$ 3Å pe suprafața siliciului, prin care probabilitatea de tunelare a electronilor este aproximativ egală cu unitatea. Fenomenul se bazează pe curbarea benzilor și efectul Schottky, așa cum s-a discutat în paragraful 4.1. Se presupune că la suprafața (100) a siliciului atomii se aranjează în șiruri adiacente separate prin șanțuri. Atomii de cesiu adsorbiți se așează deasupra șirurilor iar atomii de oxigen se așează în șanțurile dintre ele, formîndu-se astfel un strat de dipol ordonat [16]. Pentru explicarea obținerii afinității electronice negative în cazul depunerii straturilor de Cs-O pe suprafața semiconductorilor III-V există două modele reprezentate în figura 4.26 *a* și *b*. Primul este modelul heterojoncțiune în care stratul de Cs-O are caracteristicile semiconductorului Cs_2O de tip n. Apare astfel o barieră la interfața Cs_2O-semiconductor III-V. Electronii generați în semiconductorul III-V pot fie să o escaladeze fie să tuneleze prin această barieră și ajunși în Cs_2O pot să escaladeze bariera acestuia (de afinitate pozitivă egală cu 0,4—0,6eV) ca electroni „fierbinți". Acest model care presupune existența unei bariere de potențial la interfață concordă cu datele experimentale, însă este îndo-

ielnic că un strat monoatomic de Cs-O poate avea o structură de benzi de energie ca volumul semiconductorului Cs_2O. Al doilea model, reprezentat în figura 4.26*a*, este cel al unui dipol dublu de Cs-O care se formează pe

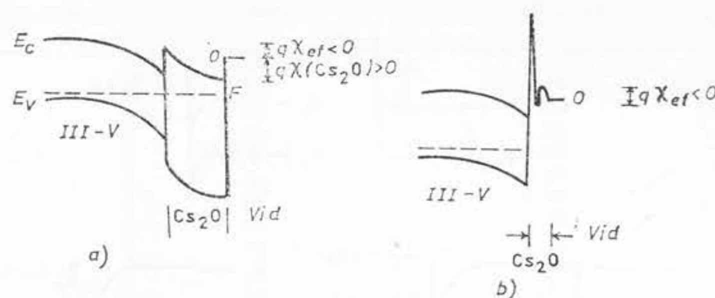


Fig. 4.26. — Diagrama de benzi de energie la suprafaţa semiconductor III — V Cs-O : *a* — modelul heterojoncţiune. *b* — modelul cu dipol dublu.

suprafaţa semiconductorului şi care determină îngustarea şi micşorarea barierei. Grosimea stratului de dipol este de aproximativ 8Å astfel că probabilitatea de tunelare a electronilor este mai mică decît unitatea, existînd o barieră efectivă deasupra nivelului vidului (fig. 4.26*b*). Prin urmare, în ambele modele există o barieră pentru electronii care ies din semiconductorul III-V ceea ce concordă cu rezultatele experimentale. Reamintim că acest al doilea model este aplicabil şi în cazul structurilor din Si-*p* cu afinitate electronică negativă, însă de această dată, aşa cum s-a arătat mai sus, datorită modulării în spaţiul cu două dimensiuni a suprafeţei (100) a siliciului, grosimea stratului de dipol este de aproximativ 3Å, valoare destul de mică, astfel că probabilitatea de tunelare prin el este practic egală cu unitatea. Înainte de a depune Cs, O, sau alte elemente, suprafaţa semiconductorului trebuie să fie bine curăţită. Suprafeţele semiconductorilor III-V se curăţă în mod obişnuit prin tratare termică în vid. Temperatura de tratament depinde de material; oricum aceasta trebuie să fie mai mică decît temperatura sa de descompunere. Pentru siliciu suprafeţele curate se obţin prin bombardare cu ioni de argon şi tratament în vid la temperatura de 1 000—1 100°C. Cs şi 0 se depun în strate monoatomice în unele cazuri succesiv iar în altele în acelaşi timp. S-au mai depus strate de Rb-O sau Cs-F ori, cum am amintit la început, numai de Cs. Printre materialele cu afinitate electronică negativă obţinute sînt şi următoarele : GaAs :Cs, In(As, P) : Cs-O, GaP : Cs, GaAs : Cs-O, (In, Ga) As : Cs-O, InP : Cs-O, Ga(As, P) : Cs, GaAs : Cs-F, Ga(As, Sb) : Cs-O, Si : Cs-O, In(As, P) : Rb-O, (In, Ga, As, P) : Cs-O, Si : Rb-O, (Ga, Al)As : Cs-O, GaN : Cs-O etc.

B. *Probabilitatea de ieşire a electronilor din material*

Materialele cu afinitate electronică negativă se utilizează în general ca emitori de electroni : fotocatozi, emitori de electroni secundari în fotomultiplicatori, catozi reci. Există trei procese de bază la fotoemisie : (1) excitarea internă ; (2) deplasarea electronilor la suprafaţă, (3) ieşirea în vid. O comparaţie între fotocatodul obişnuit şi cel cu afinitate electronică negativă este reprezentată în figura 4.27. În primul caz (fig. 4.27 *a*) elec-

tronii excitaţi trebuie să aibă energie egală sau mai mare decît $q\chi + E_g$ pentru a reuşi să iasă din metal. Electronii excitaţi se deplasează spre suprafaţă şi în acest proces pierd din energie aproximativ 50 meV pe un

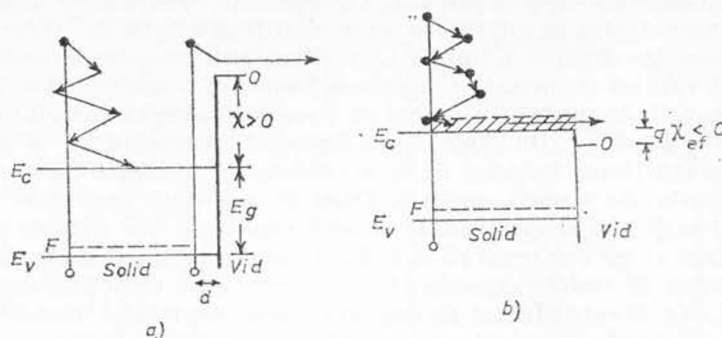


Fig. 4.27. — Diagrama de benzi de energie care ilustrează ieşirea electronilor excitaţi într-un material cu afinitate pozitivă (*a*) şi într-unul cu afinitate negativă (*b*).

act de ciocnire, cu drumul liber mijlociu între două ciocniri de 25—50Å. Electronii pierd energia de aproximativ 1eV pe o adîncime de 100Å în procesul a 20 ciocniri. În catozii convenţionali s-a găsit empiric că distanţa pe care o parcurg electronii excitaţi pînă se termalizează (adică ajung în minimul benzii de conducţie) este de cîteva sute de Å. Această distanţă se numeşte adîncime de scăpare sau de ieşire. Evident că ea depinde de energia radiaţiei, de natura procesului de interacţie şi de ciocnire. Electronii termalizaţi au o lungime de difuzie de cîţiva μm, mult mai mare decît adîncimea de ieşire, astfel că au timp suficient să iasă afară din semiconductorul cu afinitate electronică negativă unde aşa cum se observă în figura 4.27*b* nu întîmpină nici o barieră. Dimpotrivă, în cazul din figura 4.27*a*, electronii termalizaţi nu mai pot ieşi afară. De aici rezultă avantajul materialelor cu afinitate electronică negativă. Deoarece pot să iasă venind la suprafaţă de la o adîncime mare, creşte eficienţa emisiei în domeniul spectral unde absorbţia este slabă în comparaţie cu celelalte materiale. În realitate, diagrama de benzi de energie nu arată ca în figura 4.27*b* ci ca în figura 4.28. Lărgimea stratului de epuizare (unde benzile sînt înclinate) este dată de relaţia

$$W = \left(\frac{2\psi_s \varepsilon}{N_a} \right)^{1/2}, \qquad (4.55)$$

unde $q\psi_s$ este înclinarea benzilor, N_a — concentraţia impurităţilor acceptoare şi ε constanta dielectrică a semiconductorului. Pentru $N_a = 10^{18} - 10^{19}$ cm^{-3} se obţine în emitorii obişnuiţi, $W = 0{,}01$ μm. Electronii excitaţi care ajung în regiunea de sarcină spaţială în deplasarea lor spre suprafaţă sînt

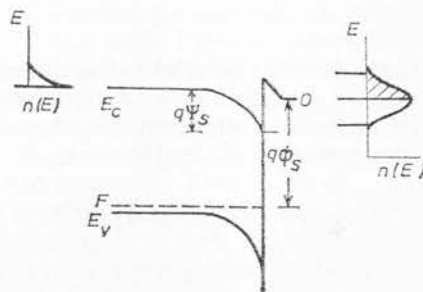


Fig. 4.28. — Diagrama de benzi de energie şi distribuţia electronilor înainte de a fi injectaţi în regiunea benzilor înclinate (stînga) şi cînd se află în această regiune (dreapta).

accelerați de către cîmpul electric intern din această regiune. Se definește ca probabilitate de ieșire, B, probabilitatea ca electronul ajuns în regiunea de sarcină spațială să o traverseze și să iasă din material. Electronii accelerați în regiunea de sarcină spațială își pierd energia prin ciocnire inelastică electron-fonon. Ca rezultat, distribuția energiei electronilor care ajung la suprafață este modificată față de volum și arată ca în partea din dreapta a figurii 4.28. Electronii cu energia deasupra nivelului 0 al vidului (cuprinși în regiunea hașurată a distribuției) vor tunela prin bariera de la suprafață iar cei cu energia deasupra valorii barierei vor trece peste aceasta. Din examinarea figurii 4.28 rezultă că B depinde de profilul și înălțimea barierei de la suprafață și descrește cu creșterea lărgimii stratului de sarcină spațială. Dacă W este mult mai mare decît drumul liber mijlociu al electronilor atunci electronii vor ajunge termalizați la suprafață și nu vor reuși să iasă din material; prin urmare B se micșorează. Avînd în vedere ecuația (4.55) B crește cu creșterea concentrației de dopaj, $N_a \cdot B$ este afectat de contaminarea suprafeței materialului. De asemenea, depinde de orientarea suprafeței cristalului. De exemplu, pentru Si cu suprafețele (110) și (111) acoperite cu Cs-O nu se realizează condițiile de afinitate electronică negativă și B este zero în timp ce pentru suprafața (100) tratată în aceleași condiții se obține $B = 0{,}2$. Pentru suprafața (111) a GaAs acoperită cu Cs-O s-a obținut $B = 0{,}58$ [20].

4.7. Fotocatozi cu afinitate electronică negativă

Funcționează în două moduri: (1) prin reflexie, cînd lumina este incidentă pe suprafața catod-vid și (2) prin transmisie, cînd lumina cade pe substratul sau spatele catodului. Primul mod de funcționare se utilizează în fotodiode și fotomultiplicatori iar cel de al doilea la tuburile de televiziune.

A. *Modul de funcționare prin reflexie*

Eficiența cuantică de emisie, numărul de electroni pe foton incident, care ies din material, este dată de expresia

$$\eta(\lambda) = \frac{B(1 - R)}{1 + 1/\alpha L}, \tag{4.56}$$

unde B este probabilitatea de ieșire a electronilor din material, R — coeficientul de reflexie, α — coeficientul de absorbție a luminii și L — lungimea de difuzie a electronilor. Această expresie se găsește înmulțind soluția ecuației de continuitate cu B

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau} + G(x) = \frac{\partial n}{\partial t}, \tag{4.57}$$

Pentru găsirea soluției ecuației (4.57) se presupune: $G(x) = \alpha e^{-\alpha x} \cdot (1 - R)$, catodul are grosimea infinită și se neglijează absorbția pe purtători liberi. Pentru $\alpha L \ll 1$, relația (4.56) se simplifică

$$\eta(\lambda) \simeq B(1 - R)\alpha L, \tag{4.58}$$

de unde se observă că pentru anumite caracteristici ale catodului, eficiența cuantică este proporțională cu produsul αL. În figura 4.29 este reprezentată $\eta(\lambda)$ [21]. Eficiența cuantică crește cu creșterea diferenței $(E_g - q\Phi)$, ceea ce rezultă și din figură, pentru compusul $In_xGa_{1-x}As$ care are banda interzisă cu atît mai mare cu cît x este mai mic. În multe situații este util să se optimizeze eficiența cuantică pentru o anumită lungime de undă. De exemplu, prezintă interes lungimea de undă de 1,06 μm a laserului YAG : Nd ; materialele folosite pentru detecția acestei radiații sînt $In_xGa_{1-x}As$, $InAs_xP_{1-x}$ și $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ cu eficiențele cuantice de 0,031, 0,055 și, respectiv, 0,042 [22]. Pentru ultimul material, notat mai sus, acoperit cu Cs-O s-a obținut la 1,06 μm, η mai mare de 0,076. O altă mărime caracteristică a fotocatozilor este sensibilitatea spectrală care se măsoară în μA/lm. Cea mai mare sensibilitate raportată este de 2 060 μA/lm pentru fotocatozi din GaAs. Curentul de întuneric pentru compuși III-V cu afinitate electronică negativă este foarte mic, de ordinul 10^{-16}A/cm^2. În fotocatozii cu afinitate electronică negativă condițiile de stabilitate pentru funcționare îndelungată impun o valoare maximă a curentului de ieșire de 0,1 μA, în timp ce în fotocatozii convenționali limita este mult mai mare, 100 μA ; această limitare este condiționată, printre altele, de pierderea cesiului de pe catod.

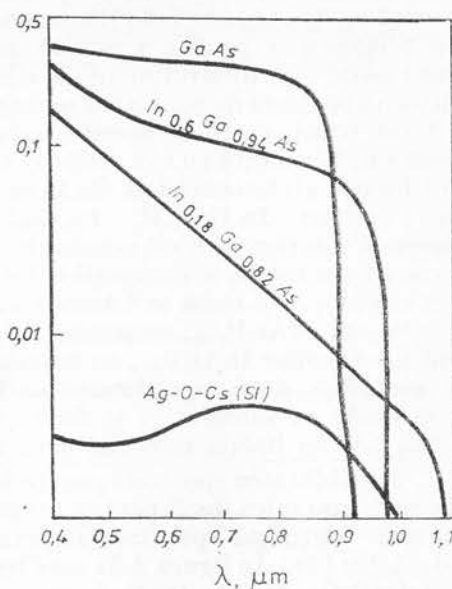


Fig. 4.29. — Eficiența cuantică în funcție de lungimea λ de undă.

B. *Modul de funcționare prin transmisie*

În acest caz eficiența cuantică are o expresie mai complicată [23]. Ea depinde de coeficientul de reflexie a luminii la interfața metal-vid, de viteza, s, de recombinare la suprafață a purtătorilor de sarcină, de grosimea fotocatodului precum și de L și α (notate mai sus). Pentru valori date ale lui L, s și α există o grosime, d_m, optimă a fotocatodului pentru care η are valoarea maximă. De exemplu, în GaAs, $d_m \simeq 1$μm. Pentru $d \leqslant d_m$, η crește pe cînd pentru $d \gg d_m$, η scade cu creșterea coeficientului de absorbție, α. Pentru $d \leqslant d_m$, cu creșterea lui α crește numărul de fotoelectroni excitați dintre care cei mai mulți pot ieși din material. Pentru $d \gg d_m$, cu creșterea lui α tot mai puțini electroni sînt generați lîngă suprafața cu afinitate electronică negativă (notăm de exemplu că pentru GaAs la $\lambda =$ $= 0,85$ μm, $1/\alpha$ este 1μm) și pot ieși afară. Pentru orice combinație de valori ale α, s și d, η crește cu creșterea lungimii L de difuzie. De asemenea, η scade cu creșterea vitezei, s, de recombinare la suprafață. Fabricarea catozilor care lucrează prin reflexie este relativ simplă deoarece grosimea catodului nu este critică. Fabricarea catozilor care lucrează prin transmisie este mai dificilă deoarece grosimea lor este în domeniul 1—2 μm și se obțin

prin creștere epitaxială pe suporți din monocristale transparente. Astfel de suporți sînt safirul (Al_2O_3) și spinelul $MgAl_2O_4$. De asemenea, pentru lumina vizibilă se folosește ca substrat transparent GaP, care este transparent pentru $\lambda \geqslant 0,55$ μm, iar pentru domeniul infraroșu se poate folosi ca substrat GaAs care este transparent pentru $\lambda > 0,9$ μm sau InP care este transparent pentru $\lambda > 0,95$ μm. În general constanta de rețea a substratului este diferită de cea a stratului activ al catodului și pentru a realiza o apropiere de constante se interpune între substrat și stratul catodic un strat transparent de acord care să aibă constanta rețelei egală cu a catodului. Structura cu trei straturi este reprezentată în figura 4.30. Dacă se utilizează un fotocatod de GaAs se poate folosi ca substrat unul din compușii ternari $In_xGa_{1-x}P$, $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$, $In_xAl_{1-x}As_yP_y$ etc., cu asemenea compoziție încît constanta rețelei să coincidă cu a GaAs (Notăm că constanta rețelei a compușilor ternari și cuaternari variază cu compoziția x (și y)) [4]. Dacă se folosește ca fotocatod pentru lungimea de undă de 1,06 μm, $InAs_xP_{1-x}$, se pornește de la substratul InP și se folosește ca strat intermediar $InAs_xP_{1-x}$ cu banda interzisă ceva mai mare de 1,17eV. De asemenea, dacă se utilizează ca fotocatod $In_xGa_{1-x}As$ se poate porni de la GaAs ca substrat și se folosește ca strat intermediar un strat de $In_xGa_{1-x}As$ cu banda interzisă ceva mai mare de 1,17eV.

Sensibilitatea spectrală pentru fotocatozii care lucrează în transmisie este ceva mai mică decît pentru cei care lucrează în reflexie. Sensibilitatea maximă obținută pentru structura $GaP/GaAs_xP_{1-x}/GaAs$ este de 350 μA/1m [24]. În figura 4.31 este reprezentată eficiența cuantică a structurii $GaP/Ga_xAl_{1-x}As/GaAs$ funcționînd în transmisie în comparație cu cazul cînd funcționează în reflexie (stratul activ este GaAs); sensibilitatea structurii la lumină albă este 320 μA/1m.

C. *Aplicații în televiziune*

Fotocatozii care lucrează în transmisie se folosesc în tuburile de imagine. Catodul detectează semnalul luminos de intrare și convertește imaginea optică într-o imagine fotoelectrică. În timpul conversiei semnalului luminos în semnal electronic se poate produce o degradare a imaginii în fotocatod. Legat de aceasta, o caracteristică importantă a fotocatodului utilizat în tuburile de imagine este rezoluția spațială. O măsură a rezoluției spațiale este funcția de modulare de transfer FMT definită prin relația

$$\mathrm{FMT}(\nu_s) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}},$$

unde I_{max} și I_{min} sînt valorile maximă și, respectiv, minimă ale semnalului măsurate în punctul dat. Rezoluția spațială limită este definită ca frecvența ν_l pentru care $\mathrm{FMT}(\nu_l) = 0,03$. Funcția de modulare de transfer depinde de frecvența spațială ν_s și de caracteristicile catodului. Această dependență este determinată de difuzia laterală a fotoelectronilor. Cu creșterea ν_s crește gradientul concentrației electronilor în interiorul catodului și deci crește și curentul de difuzie laterală ceea ce duce la micșorarea FMT. O asemenea dependență este reprezentată în figura 4.32 pentru patru combinații ale lui α și L și $d = 1$μm, $s = 0$. Sînt notate pe figură și valorile lui η pentru $B = 1$. În tuburile de imagine focalizarea electroni-

lor care merg de la catod la anod se face electrostatic. Există două sisteme de construcție a tubului : sistemul de inversiune și sistemul de focalizare de apropiere. În structura de inversiune catodul și anodul sînt sfere concen-

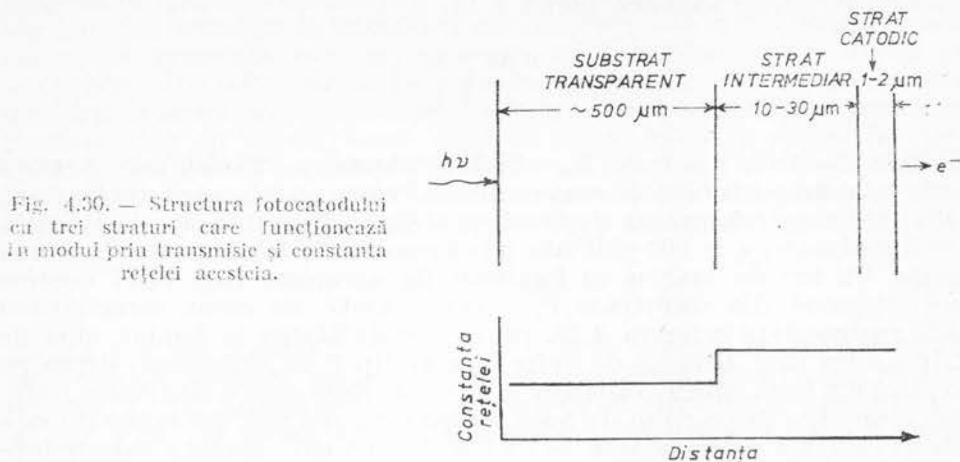


Fig. 4.30. — Structura fotocatodului cu trei straturi care funcționează în modul prin transmisie și constanta rețelei acesteia.

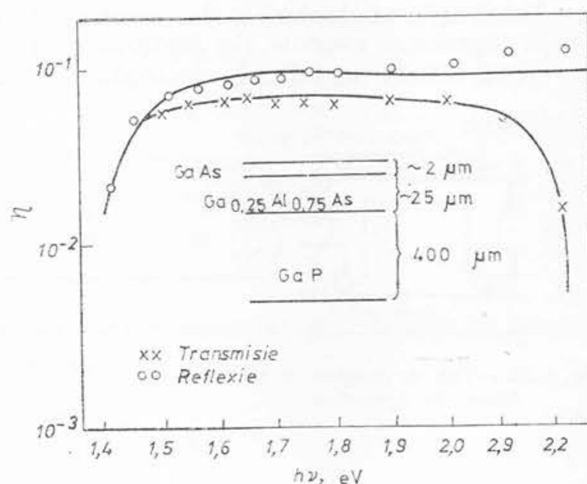


Fig. 4.31. — Eficiența cuantică a structurii $GaP/Ga_xAl_{1-x}As/GaAs$.

trice. Fotoelectronii trec printr-un orificiu în anod și sînt focalizați pe o țintă plană. Imaginea fotoelectrică de la catod este inversată la anod. La acest tip de structură dificultatea apare la realizarea fotocatozilor III—V curbați. Tubul de imagine cu focalizare de apropiere este simplu și compact, catodul și anodul sînt plăci plane separate între ele printr-o distanță d de cîțiva mm. Între catod și anod se aplică un potențial V de accelerare, astfel ca intensitatea maximă a cîmpului să fie de 40kV/cm. Anodul poate fi un multiplicator de electroni, un ecran de fosfor sau o țintă Vidicon din siliciu. În această structură, care are catodul plan, pot fi folosiți fotocatozi cu afinitate electronică negativă care lucrează prin transmisie [26]. Funcția de modulare de transfer, pentru structura cu focalizare de apropiere este dată de expresia [27]

$$\mathrm{FMT}(\nu_s) = \exp[-12(E_m/V)(\nu_s d)^2],$$

unde E_m este energia maximă a electronilor emiși, ν_s se măsoară în cicli pe unitate de lungime (de obicei ca unitate de lungime se folosește mm), FMT este o măsură a rezoluției sistemului. Pentru rezoluția limită FMT = = 0,03 se obține valoarea limită a lui ν_s

$$\nu_l = \frac{0{,}54}{d}\left(\frac{V}{E_m}\right)^{1/2}.$$

Pentru $V = 4$kV, $d = 1$mm, $E_m = 2$ eV se obține $\nu_l = 25$ cicli/mm. Aceasta este valoarea pentru catozii convenționali. Pentru un fotocatod din GaAs cu afinitate negativă, pentru electroni, se obține o frecvență spațială limită mult mai mare, $\nu_l \simeq 900$ cicli/mm, adică rezoluția sistemului este mult mai mare. Un tub de imagine cu focalizare de apropiere (fig. 4.32) conține un fotocatod din GaP/GaAs$_x$P$_{1-x}$/GaAs : Cs-O ale cărui caracteristici sînt reprezentate în figura 4.33, pentru sensibilitatea la lumină albă de 270 μA/lm [28]. Ecranul de fosfor este de tip P-20 aluminizat, depus pe o placă din fibră optică. Tubul are și un set de foale pentru eliminarea fosforului care iese de pe ecran. În acest sistem rezoluția maximă măsurată este de 45 cicli/mm și are loc la V = 7 kV și d = 1,5 mm. Această valoare este mult mai mică decît cea teoretică datorită următoarelor cauze : (a) lărgirea distribuției unghiulare a electronilor care ies din catod datorită rugozității suprafeței acestuia, (b) diminuarea fluxului luminos datorită reflexiei pe catod ; (c) reflexia electronilor pe anod.

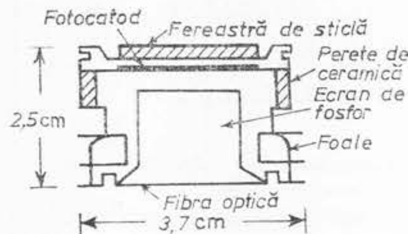


Fig. 4.32. — Tub de imagine cu focalizare de apropiere.

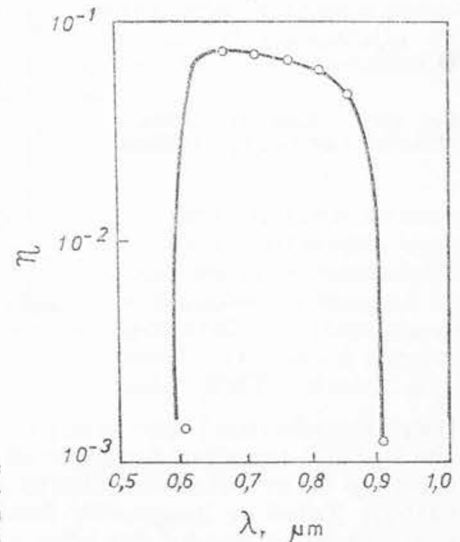


Fig. 4.33. — Eficiența cuantică în funcție de lungimea de undă pentru fotocatodul GaP/GaAs$_x$P$_{1-x}$/GaAs :Cs-O folosit în tubul de imagine prezentat în figura 4.32.

4.8. Emitori de electroni secundari cu afinitate electronică negativă utilizați în fotomultiplicatori

Ei funcționează, ca și fotocatozii, în două moduri : prin reflexie și prin transmisie. În modul de funcționare prin reflexie, electronii primari pătrund prin suprafața cu afinitate electronică negativă, iar în celălalt caz prin suprafața opusă acesteia. În ambele cazuri electronii secundari

ies prin suprafaţa cu afinitate electronică negativă. Pentru emitorii care funcţionează în reflexie nu există o limitare a grosimii, pe cînd pentru cei care funcţionează în transmisie grosimea este limitată pînă la valoarea lungimii de difuzie a electronilor ($3 \div 5$ μm pentru GaAs şi $3 \div 10$ μm pentru Si). Spre deosebire de fotocatozii care funcţionează în transmisie, catozii de emisie secundară care funcţionează în transmisie nu pot fi puşi pe alţi suporţi. În GaP lungimea de difuzie a electronilor este de aproximativ 0,2 μm şi deoarece este dificil să se realizeze un monocristal de o asemenea grosime (fără alt suport) acest material nu se foloseşte pentru funcţionarea în transmisie. Catozii cu Si şi GaAs pot funcţiona în ambele moduri. Fascicolul primar de electroni poate pătrunde în material pînă la o adîncime R care depinde de energia iniţială, E_i, a fascicolului astfel

$$R = aE_i^b(\mu\text{m}), \tag{4.59}$$

unde a şi b sînt constante de material şi E_i se măsoară în keV. Dacă E_p este energia necesară pentru generarea unei perechi electron-gol atunci, numărul n_s de electroni secundari generaţi de electronul cu energia primară E_i este E_i/E_p. În tabela 4.5 sînt date valorile lui a, b şi E_p pentru unele materiale

Tabela 4.5

Parametrii a, b şi E_p

Materialul	a, μm	b	E_p, eV/pereche
Si	0,02	1,65	3,6
GaP	0,009	2	6,55
GaAs	0,027	1,46	4,6

Funcţia de generare a electronilor secundari pe unitatea de lungime se scrie

$$G(x) = \frac{E_i}{E_p R}\,. \tag{4.60}$$

Introducînd această expresie în relaţia (4.57) se găseşte numărul de electroni secundari generaţi de electronul incident (primar) pe adîncimea de pătrundere, R, care înmulţit cu B (probabilitatea de ieşire din material) ne dă raportul de emisie secundară δ_R

$$\delta_R = \frac{BE_iL}{E_pR}\,[1 - \exp(-R/L)] \tag{4.61}$$

în cazul funcţionării prin reflexie. În cazul funcţionării prin transmisie, δ_T are o expresie mai complicată. Un exemplu este reprezentat în figura 4.34; curba teoretică este calculată pentru $B = 0{,}33$, $L = 0{,}2$μm, $a = 0{,}0095$ μm, $b = 2$. Maximul lui δ_R la $E_i = 5$ keV se datorează valorii mici a lungimii de difuzie. Alt exemplu este reprezentat în figura 4.35, pentru GaAs prin reflexie şi prin transmisie. Grosimea probei folosite

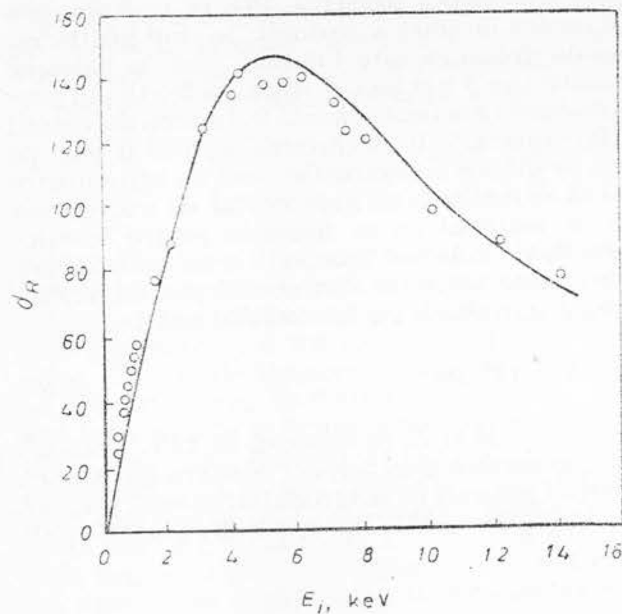


Fig. 4.34. — Raportul de emisie secundară pentru GaP acoperit cu cesiu în funcție de energia electronului primar.

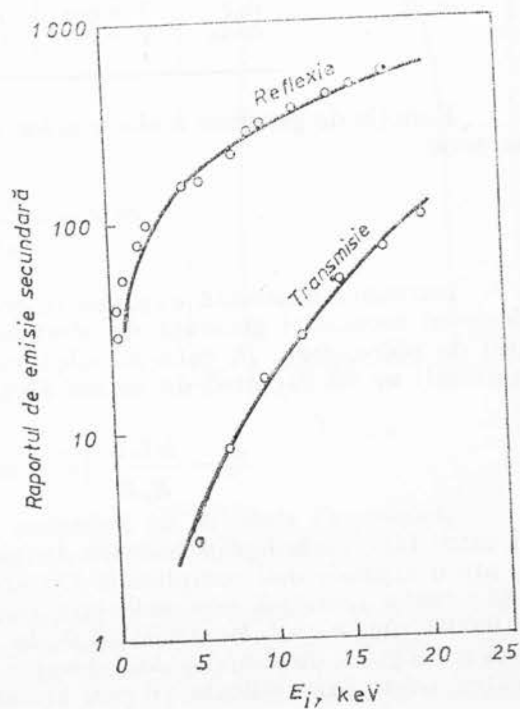


Fig. 4.35. — Raportul de emisie secundară a electronilor în GaAs.

pentru transmisie este 3,5 μm. Alte date utilizate pentru trasarea curbelor teoretice, care coincid destul de bine cu cele experimentale, sînt : $B = 0,18$, $L = 3$ μm, $d = 3,5$ μm, $s = \infty$. Nu se observă maxim în δ_R deoarece lungimea de difuzie este mai mare decît adîncimea de pătrundere pentru energia maximă utilizată de 20keV, R(20keV) = 2,1μm. Emitorii de electroni secundari se folosesc ca dinode în fotomultiplicatori. Printre caracteristicile importante sînt rezoluţia spaţială şi rezoluţia temporală. Rezoluţia limită ν_l este de aproximativ 100 cicli/mm iar timpul de răspuns (timpul în care numărul de electroni emişi atinge valoarea maximă) al catozilor cu afinitate electronică negativă este mai mic decît timpul de viaţă a purtătorilor de sarcină ; $t_p = 10$ns în Si şi 150ps în GaAs. În fotomultiplicatorii comerciali se utilizează de obicei dinode din GaP, deoarece au următoarele avantaje : (1) raport mare de emisie şi zgomot mic ; (2) datorită raportului mare de emisie este necesar un număr mai mic de dinode decît în cazul altor materiale, pentru numărarea fotoelectronilor ; (3) electronii emişi sînt distribuiţi pe un interval îngust de energie ceea ce face ca fluctuaţiile în timpul de zbor să fie mici [30]. Pentru a distinge semnalele de ieşire (pulsurile) corespunzătoare la doi electroni care vin unul după altul este necesar ca prima dinodă să aibă un raport de emisie secundară destul de mare ; pentru a distinge între electronii n şi $n + 1$, cu n mai mare decît unitatea, este necesar un raport de emisie mai mare decît 20. Folosind prima dinodă din GaP s-au putut obţine pulsuri de ieşire distincte pentru pulsuri de fotoelectroni de intrare conţinînd 1, 2, 3, 4 şi 5 fotoelectroni (fig. 4.36). Interesant de observat este că rezoluţia înălţimii pulsului exprimată prin raportul dintre lărgimea pulsului la jumătate din valoarea maximă şi lărgimea sa totală este ceva mai mare decît în cazul unei distribuţii Gauss ; efectul se atribuie neomogenităţilor suprafeţei dinodei. Cu toate acestea, fotomultiplicatorii cu toate dinodele din GaP au timpul de creştere şi

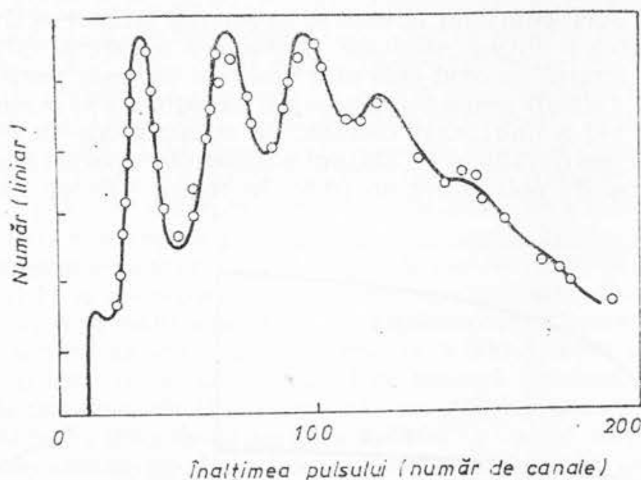


Fig. 4.36. — Spectrul înălţimii pulsului cu maxime corespunzătoare la 1,2 pînă la 5 fotoelectroni.

lărgimea pulsului excelente în comparaţie cu alte materiale. Fotomultiplicatorii cu 5 dinode din GaP au timpul de creştere de 800ps iar cei cu 3 dinode de 300ps. Totuşi, în fotomultiplicatorul cu mai puţine dinode, şi

deci cu raportul total de emisie mai mic, nu se poate observa pulsul dat de un singur fotoelectron. Fotomultiplicatorii cu prima dinodă din GaP și următoarele 11 din Cu-Be-O au timpul de creștere de 1,8 ns. În concluzie, fotomultiplicatorii cu catozi cu afinitate electronică negativă se pot utiliza ca numărători de fotoni și au astfel mari aplicații în spectroscopie.

4.9. Emitori de electroni cu catod rece

Sînt joncțiuni *p-n* în care suprafața regiunii *p* are afinitate electronică negativă. La polarizare directă electronii din regiunea *n* sînt injectați în regiunea *p* prin care difuzează și ies în afară. Este evident că pentru ca eficiența dispozitivului să fie mare este necesar ca grosimea regiunii *p* să fie mai mică decît lungimea de difuzie a electronilor. Se utilizează mai mult catodul rece din siliciu avînd în vedere printre alte avantaje și tehnologia dezvoltată a dispozitivelor din siliciu (fig. 4.37). Pe o plăcuță de

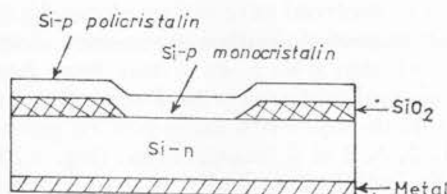


Fig. 4.37. — Structura catodului rece din siliciu cu afinitate electronică negativă.

siliciu de tip *n* cu suprafața orientată după (100) se crește un strat de SiO_2. În stratul de bioxid de siliciu se decupează o fereastră, după metodele cunoscute [4], în care se crește epitaxial un strat de siliciu *p* monocristalin de grosime egală cu 2μm. Diametrul ferestrei este în domeniul 25 : 250μm. Pe suprafața *p*, cît cuprinde fereastra, se depune stratul activ (de exemplu Cs-O) pentru a obține afinitate electronică negativă. Siliciul care se depune peste stratul de oxid este plicristalin și servește pentru contactul cu joncțiunea. Celălalt contact al joncțiunii (la regiunea *n*) se realizează prin depunerea în vid a unui strat metalic, de exemplu Au-Sb (cu 0,1 %Sb). Pentru catozii reci din siliciu s-a obținut o eficiență (raportul dintre curentul de emisie și cel de polarizare) de 10 %. În figura 4.38 este reprezentată

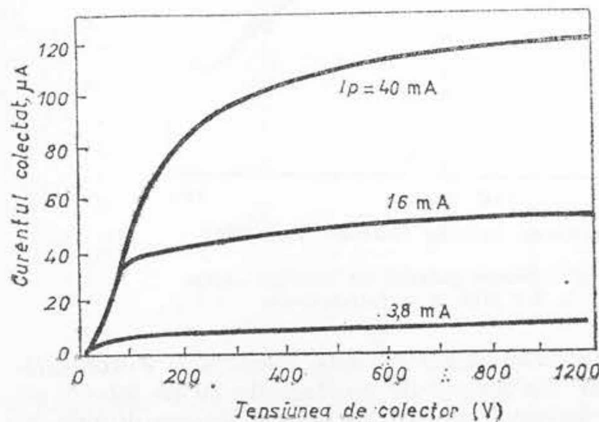


Fig. 4.38. — Curentul colectat în funcție de tensiunea de colector pentru catodul rece din Si cu afinitate electronică negativă.

caracteristica I-V a unui catod rece din siliciu pentru trei valori ale curentului I de polarizare. La tensiuni mici de colector (< 200V) curentul este limitat de sarcina spaţială. La tensiuni de colector mai mari curentul de emisie pare să atingă o valoare de saturaţie ceea ce determină o eficienţă mică, 0,3 %. La tensiuni şi mai mari de colector se observă efectul Schottky. Densitatea maximă de curent obţinută în regim de impulsuri este de 225A/cm^2 şi în regim continuu de 2A/cm^2. Catozii reci din siliciu se utilizează în tuburi Vidicon [31].

4.10. Contacte ohmice

Un contact ohmic este contactul dintre un metal şi un semiconductor care nu modifică concentraţia purtătorilor de echilibru din semiconductor, adică prezintă o caracteristică curent-tensiune liniară şi simetrică. În realitate se consideră contact ohmic contactul pe care căderea de tensiune pentru ambele sensuri de polarizare este neglijabil de mică în raport cu căderea de tensiune de pe dispozitiv astfel că nu afectează caracteristicile dispozitivului. Un contact ohmic se poate realiza în trei moduri diferite : (1) prin alegerea unui metal astfel ca să nu existe barieră de potenţial între metal şi semiconductor, se realizează strat de acumulare ; (2) prin doparea puternică a semiconductorului în vecinătatea metalului, astfel curentul trece prin efect tunel prin bariera destul de subţire ; (3) prin introducerea la interfaţa metal-semiconductor de centre de recombinare în concentraţie mare. Vom discuta pe rînd posibilitatea de realizare a unui contact ohmic prin metodele enunţate mai sus. Strat de acumulare se realizează, aşa cum am observat în paragraful 4.1, cînd $\Phi_m < \Phi_s$ în cazul semiconductorului de tip n şi $\Phi_m > \Phi_s$ în cazul semiconductorului de tip p. În realitate diagrama de benzi de energie a contactului dintre unii semiconductori şi metale nu depinde de natura metalului ci este determinată de stările de suprafaţă de la suprafaţa semiconductorului care dau în general bariere de potenţial (paragraful 4.1). ; din acest motiv, pentru cei mai mulţi semiconductori este dificil de realizat un contact ohmic prin alegerea unui metal cu lucru de ieşire potrivit. Calea cea mai sigură, care se foloseşte în mod uzual pentru realizarea contactului ohmic, este doparea foarte puternică a semiconductorului în regiunea din apropierea contactului, obţinîndu-se astfel structuri n^+n sau p^+p. De exemplu, pentru realizarea contactelor ohmice pe Si sau pe Ge de tip n se depune pe suprafaţa semiconductorului un aliaj Au-Sb (cu 0,1 %Sb) prin evaporare în vid şi apoi se încălzeşte în atmosferă de gaz inert (argon) la temperatura eutectică corespunzătoare. Contactul ohmic pe GaAs de tip n se realizează astfel. Se depune prin evaporare pe suprafaţa semiconductorului un strat de indiu gros de 5 000 Å, apoi peste acesta se depune electrolitic un strat de nichel de aceeaşi grosime. Structura se încălzeşte la presiunea de 10^{-2} torr într-un gaz de formare care conţine 15 %He şi 85 % N_2 timp de 30 secunde la 3000°C. Se pot obţine, de asemenea, contacte ohmice pe GaAs folosind combinaţia Ni-Sn sau In-Au.

Această metodă nu dă rezultate în semiconductorii cu bandă interzisă largă, deoarece în aceştia nu se poate realiza dopare puternică datorită formării unor defecte native care compensează sarcina introdusă de către atomii străini.

În acest caz metoda de realizare a contactelor ohmice constă în introducerea de centre de recombinare la interfaţa metal-semiconductor în scopul

de a realiza viteză de recombinare la suprafață infinită. La asemenea rezultat se poate ajunge și prin producerea de defecte pe suprafața semiconductorului prin tensionare mecanică sau alte metode care dă naștere la centre efective de recombinare; pe suprafața astfel tratată se depune metalul.

BIBLIOGRAFIE

1. H. B. Michaelson, IBM J. Res. Develop., **22**, 72 (1978).
2. J-Pauling, J. Am. Chem. Soc., **54**, 3570 (1932).
3. R. S. Mulliken., J. Chem., Phys., **3**, 573 (1935).
4. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, București, 1978.
5. J. D. Levine, J. Appl. Phys., **42**, 3991 (1971).
6. H. A. Bethe, MIT Radiation Laboratory Report 43—12 (1942).
7. W. Schottky, Naturwiss., **26**, 843 (1938).
8. C. R. Crowell, S. M. Sze, Solid State Electron., **9**, 1035 (1966).
9. C. R. Crowell, Solid State Electron., **20**, 171 (1977).
10. J. D. Levine, Solid State Electron., **17**, 1083 (1974).
11. F. A. Padovani, R. Stratton, Solid State Electron., **9**, 695 (1966).
12. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1969; B. L. Sharma, S. C. Gupta, Solid State Technology, **23**, 5, 97 (1980).
13. M. Drăgănescu, *Electronica corpului solid*, Edit. tehnică, București, 1972.
14. V. Dolocan, și colab., Caiet de lucrări de laborator la cursul *Semiconductori și aplicații*, Universitatea din București, 1973.
15. R. H. Fowler, Phys, Rev., **38**, 45 (1931).
16. G. J. Lapeyre, K. A. Kress, Phys. Rev., **166**, 589 (1968).
17. D. L. Lile, Surface Sci., **34**, 337 (1973).
18. R. E. Simon, B. F. Wiliams, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-15**, 167 (1968).
19. R. U. Martinelli, J. Appl. Phys, **44**, 2566 (1973).
20. G. D. Fisher, R. E. Eustrom, J. S. Escher, B. F. Willins, J. Appl. Phys., **43**, 3815 (1972).
21. L. W. James, G. A. Antipas, J. Appl. Phys., **42**, 4976 (1971).
22. A. H. Sommer, RCA Rev., **34**, 95 (1973).
23. L. W. James, g. A. Antypas, R. L. Moon, J. E. Edgecumbe, R. L. Bell, Appl. Phys. Lett., **24**, 270 (1973).
24. G. A. Allen, J. Phys. D, Appl. Phys., **4**, 308 (1971).
25. D. G. Fischer, R. E. Enstrom, J. S. Escher, H. F. Gossenberger, J. R. Appert, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-21** (1974).
26. M. B. Allenson, P. G. R. King, M. C. Rowland, C. J. Steward, C. H. A. Syms., J. Phys. D, Appl. Phys, **5**, L188 (1972).
27. D. G. Fisher., R. U. Martinelli, Advances Image Pickup and Display, vol. 1B, Academi Press, New York, 1974.
28. I. P. Csorba, RCA Rev., **31**, 534 (1970).
29. H. R. Hughes, E. D. Savoye, D. L. Thoman, J. Electron. Mater., **3**, 9 (1974).
30. R. U. Martinelli, J. Appl. Phys., **45** (1974).
31. D. E. Persyk, D. D. Crawshaw, RCA Rev., **34**, 344 (1973).
32. A. D. Cope, E. Luldicke, J. P. Carroll, RCA Rev., **34**, 408 (1973).

Capitolul 5

STRUCTURI METAL-IZOLATOR-SEMICONDUCTOR

Structurile metal-izolator-semiconductor (MIS) sînt în cele mai multe cazuri practice structuri metal-oxid-semiconductor (MOS) adică structuri în care stratul izolator este oxidul semiconductorului respectiv (de exemplu pentru siliciu este SiO_2) sau al metalului (de exemplu dacă se folosește ca metal aluminiu, stratul izolator poate fi Al_2O_3). Principalele structuri MOS sînt dioda sau capacitorul MOS și tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață numit tranzistor MOS. Funcționarea structurii MOS se bazează pe fenomenul de inducție electrostatică.

5.1. Structura MIS (sau MOS) ideală

O structură MOS în secțiune este reprezentată în figura 5.1. Ea constă dintr-un substrat, de exemplu, din siliciu (de tip n sau p) acoperit cu un strat izolator de bioxid de siliciu peste care se depune un strat metalic numit electrod poartă. Structura cu două terminale, reprezentată în figură, este dioda MOS. În figura 5.2 este reprezentată structura de benzi de energie la echilibru termic a diodei MOS ideale cînd se utilizează semiconductor de tip p ; $q\Phi_m$ este lucrul de ieșire din metal, $q\Phi_s$ este lucrul de ieșire din semiconductor, $q\chi$ este afinitatea electronică din semiconductor și $q\chi_i$ este afinitatea electronică din izolator. În structura MOS ideală este îndeplinită așanumita condiție de bandă plată, adică în absența unei tensiuni aplicate din exterior nu există diferență de potențial de contact între metal și semiconductor; $\Phi_m - \Phi_s = 0$. De asemenea, în structura MOS ideală se consideră că nu există stări de suprafață, sarcini fixe sau ioni mobili în izolator. În condiții de polarizare la tensiune continuă nu curge curent electric prin stratul izolator, adică acesta are rezistență infinită. La polarizarea structurii se pot întîmpla trei situații deosebite, reprezentate în figurile 5.3 — 5.5, pentru un semiconductor de tip p. Cînd se aplică pe metal o tensiune negativă, $V < 0$ (semiconductorul se consideră legat la masă), apare un strat de acumulare de goluri în regiunea semiconductorului din apropierea izolatorului (fig. 5.3) datorită inducției electrostatice. Deoarece crește concentrația golurilor datorită tensiunii aplicate, nivelul Fermi în vecinătatea suprafeței semiconductorului se deplasează către banda de valență. Dar, întrucît structura se află la echilibru termic (nu curge curent electric), nivelul Fermi rămîne constant iar benzile de energie se vor curba în sus (fig. 5.3 *b*). Dacă se aplică o tensiune pozitivă ($V > 0$) apare un strat de epuizare (deflexie) de goluri la suprafața semiconductorului și benzile se curbează în jos (fig. 5.4). Cu creșterea tensiunii pozitive aplicată pe probă, lărgimea stratului de deflexie se lărgește pînă cînd apare un strat de inver-

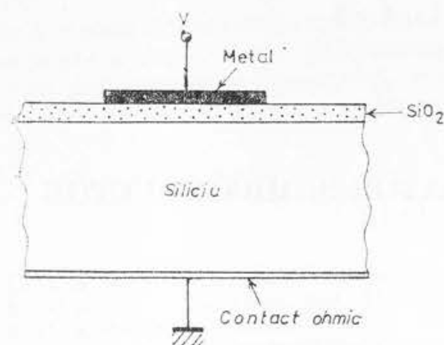


Fig. 5.1. — Structura metal-oxid-semiconductor.

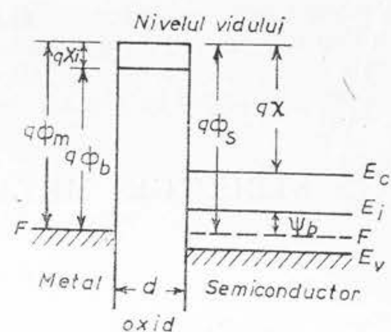
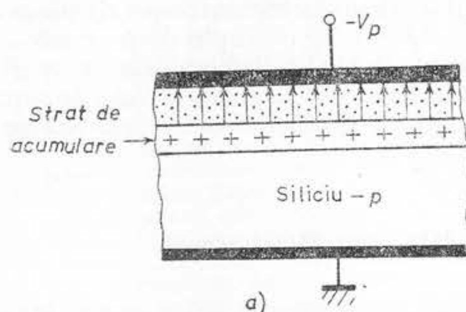
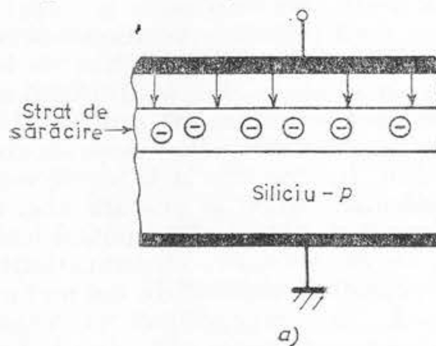


Fig. 5.2. — Diagrama de benzi de energie a structurii MOS la $V = 0$



b)

Fig. 5.3. — Apariţia stratului de acumulare în structura MOS polarizată.



b)

Fig. 5.4. — Apariţia stratului de sărăcire în structura MOS polarizată.

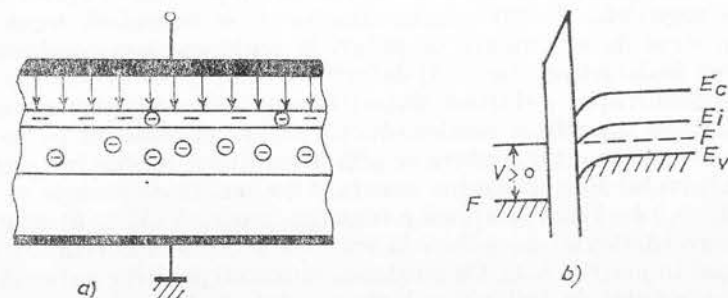


Fig. 5.5. — Apariţia stratului de inversiune în structura MOS polarizată.

siune în vecinătatea oxidului unde concentrația electronilor devine mai mare decît a golurilor (fig. 5.5), Curbarea benzilor în jos este mai puternică și în stratul de inversiune, $F-E_i > 0$ (Notăm că $n = n_i \exp (F - E_i)/kT$; $p = n_i \exp (E_i - F)/kT$; astfel că în stratul de inversiune $n > p$). Pentru semiconductorul de tip n situația este analogă, cu deosebirea că polarizările sînt inversate. Vom discuta în cele ce urmează capacitatea structurii MOS ideale.

În absența unei diferențe dintre lucrurile de ieșire din metal și din semiconductor, tensiunea V aplicată structurii se distribuie pe oxid și pe semiconductor

$$V = V_0 + \psi_s, \tag{5.1}$$

unde V_0 reprezintă căderea de potențial pe oxid și ψ_s pe semiconductor. Capacitatea totală a structurii este dată de expresia

$$C = \frac{C_0 C_s}{C_0 + C_s}, \tag{5.2}$$

unde C_s este capacitatea regiunii de sarcină spațială din semiconductor și $C_0 = \varepsilon_i/d$ — capacitatea stratului de oxid; ε_i este permitivitatea stratului de oxid de grosime d. Dependența lui C de tensiunea aplicată este reprezentată în figura 5.6, pentru semiconductorul de tip p (fig. 5.6a) și pentru semiconductorul de tip n (fig. 5.6 b). Această comportare este determinată de dependența lui C de V, deoarece C_0 este constantă. În cele

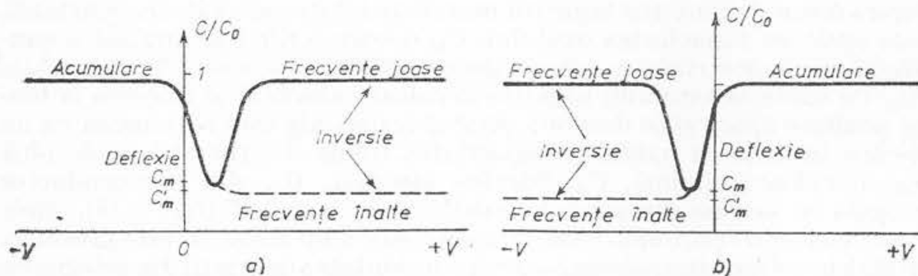


Fig. 5.6. — C (V) în structura MOS cu semiconductor de tip $p(a)$ și de tip $n(b)$.

ce urmează ne vom referi la semiconductorul de tip p. În cazul stratului de acumulare, C_s reprezintă capacitatea diferențială C_D a stratului de sarcină spațială dată de ecuația (3.23) pe care o rescriem

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\varepsilon_1}{L_D} \frac{1 - e^{-\beta\psi_s} + \gamma(e^{\beta\psi_s} - 1)}{F(\beta\psi_s, \gamma)}, \tag{5.3}$$

$$F(\beta\, \psi_s, \gamma) \equiv [(e^{-\beta\psi_s} + \beta\psi_s - 1) + \gamma(e^{\beta\psi_s} - \beta\, \psi_s - 1)]^{1/2} \geqslant 0,$$

unde $\gamma \equiv n_{p0}/p_{p0}$ și $L_D \equiv \sqrt{2kT\varepsilon_s/p_{p0}q^2}$ este lungimea de ecranare Debye; p_{p0} și n_{p0} sînt concentrațiile purtătorilor de echilibru în semiconductorul de

tip p. Pentru $\psi_s = 0$, bandă plată, dezvoltînd în serie termenii exponențiali din relația (5.3) se obține C_D (bandă plată) $= \sqrt{2}\ \varepsilon_s/L_D$ și

$$C_{BP} = \frac{\varepsilon_i}{d + \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_s}\right) L_D} \tag{5.4}$$

este capacitatea, pe unitatea de arie, a structurii în condiții de bandă plată. Q_s din relația (5.3) este sarcina spațială din semiconductor care este egală cu sarcina spațială din metal. Distribuția sarcinii spațiale în structura MOS ideală este reprezentată în figura 5.7. În cazul stratului de acumulare

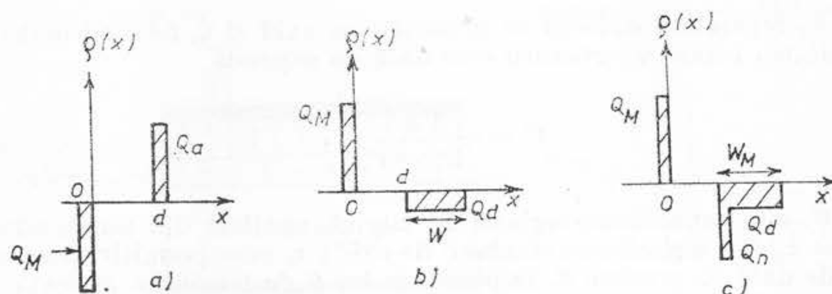


Fig. 5.7. — Distribuția sarcinii spațiale în structura MOS ideală în regim de acumulare (*a*), de reflexie (*b*) și de inversie (*c*).

$Q_s \equiv Q_a$, unde Q_a este sarcina acumulată în strat. Așa cum se observă în figura 5.6. *a*, la tensiune negativă mare capacitatea are valoare constantă și este egală cu capacitatea oxidului, C_0, deoarece fiind acumulată o cantitate mare de goluri capacitatea diferențială C_D este mare în comparație cu C_0. Cu scăderea tensiunii negative în valoare absolută și trecerea la tensiuni pozitive apare și se dezvoltă stratul de deflexie care acționează ca un dielectric în serie cu oxidul și capacitatea totală a structurii scade pînă atinge o valoare minimă, C_m. Sarcina spațială, Q_s, din semiconductor este egală cu sarcina din stratul de deflexie $Q_d = qN_AW$ (fig. 5.7*b*), unde N_A este concentrația impurităților acceptoare ionizate și W este grosimea stratului de deflexie (ne referim la sarcina pe unitatea de arie). Prin integrarea ecuației Poisson se obține distribuția potențialului în stratul de deflexie

$$\psi = \psi_s\left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \tag{5.5}$$

unde

$$\psi_s = \frac{qN_aW^2}{2\varepsilon_s}$$

este potențialul la suprafață, care indică curbarea totală a benzilor de suprafață (fig. 5.7). În această situație, capacitatea pe unitatea de arie a stratului de sarcină spațială din semiconductor este dată de expresia

$$C_s = \frac{\varepsilon_s}{W}\ . \tag{5.6}$$

Avînd în vedere legea conservării sarcinii $(\varepsilon_i V_0/d) = (\varepsilon_s \psi_s/W)$, din relațiile de mai sus se obține pentru capacitatea totală a structurii pe unitatea de arie, expresia

$$C/C_0 = \frac{1}{\sqrt{1 + \dfrac{2\,\varepsilon_i^2 V}{qN_a \varepsilon_s d^2}}} \tag{5.7}$$

care indică o scădere a capacității cu rădăcina pătrată a tensiunii aplicată pe structură, în cazul existenței stratului de deflexie. Însă, la o anumită valoare a tensiunii pozitive aplicate, apare între stratul de deflexie și oxid un strat de inversiune, de tip *n*, a cărui sarcină pe unitatea de arie am notat-o cu Q_n (fig. 5.7 *c*). În acest caz legea conservării sarcinii se scrie $Q_M = Q_n + Q_D$. Sarcina Q_n crește rapid cu creșterea tensiunii aplicate și la o anumită valoare a lui ψ_s grosimea stratului de deflexie atinge valoarea maximă W_M. Această valoare a lui ψ_s se notează $\psi_{s(\text{inv})}$ și este egală cu $2\psi_B$ (fig. 5.2). Ea reprezintă condiția de inversie puternică : cînd concentrația electronilor din stratul de inversie de la suprafață devine egală cu concentrația impurităților acceptoare. Cu creșterea în continuare a tensiunii aplicată pe structură, surplusul de tensiune cade pe stratul de oxid, datorită creșterii foarte rapid a sarcinii din stratul de inversie, sarcina din stratul de deflexie rămînînd neschimbată. Tensiunea aplicată pe structură la care apare inversia puternică se notează cu V_p și se numește tensiune de prag sau de deschidere

$$V_p = \frac{Q_s}{C_0} + 2\,\psi_B. \tag{5.8}$$

La această valoare a tensiunii capacitatea atinge o valoare limită

$$C'_{\min} = \frac{\varepsilon_i}{d + \left(\dfrac{\varepsilon_i}{\varepsilon_s}\right) W_m} \tag{5.9}$$

care se observă la frecvențe înalte (fig. 5.6) Așa cum se observă pe figura 5.6, în regiunea de inversie dependența capacității de tensiune la înaltă frecvență este deosebită față de funcționarea la joasă frecvență (joasă frecvență în acest caz însemnează o frecvență mai mică de 100 Hz). La înaltă frecvență sarcina din stratul de inversie nu poate urmări semnalul variabil, astfel că practic stratul de inversie nu contribuie la capacitatea totală a sistemului și aceasta are valoarea dată de expresia (5.9). Dimpotrivă, la joasă frecvență sarcina din stratul de inversie poate urmări semnalul variabil și de la o anumită valoare a tensiunii capacitatea totală a sistemului este dată de capacitatea stratului de oxid. Purtătorii minoritari pot apare și dispare din stratul de inversiune printr-unul din următoarele mecanisme sau combinație de-a lor[1] : (a) generarea-recombinarea purtătorilor de sarcină în interiorul stratului de deflexie din imediata vecinătate a stratului de inversie ; (b) generarea și recombinarea prin intermediul stărilor de suprafață localizate la interfața izolator-semiconductor ; (c) difuzia purtătorilor minoritari din volum, prin stratul de deflexie în stratul de inversie. Curenții

de încărcare-descărcare a stratului de inversie asociați acestor mecanisme sînt destul de mici, astfel că timpul de realizare a încărcării sau descărcării, τ_{inv}, este mare, de ordinul miimilor și sutimilor de secundă. Prin urmare, stratul de inversie poate să urmărească un semnal variabil de frecvență f aplicat pe structură numai dacă $f \ll 1/\tau_{inv}$, condiție care este îndeplinită la frecvențe joase. În această situație o variație a tensiunii conduce la variația sarcinii din stratul de inversie și prin urmare capacitatea măsurată este cea a stratului de oxid, așa cum am amintit mai sus. Pentru $f \ll 1/\tau_{inv}$ sarcina din stratul de inversiune nu poate urmări semnalul de frecvență f, în schimb sarcina din stratul de deflexie poate urmări semnalul variabil și capacitatea măsurată este dată de ecuația (5.9). Menționăm că în cazul stratului de acumulare sau de deflexie încărcarea și descărcarea cu sarcină se face prin deplasarea purtătorilor majoritari într-un timp egal cu timpul τ_D de relaxare dielectrică care are valoare mult mai mică decît τ_{inv}. De exemplu, pentru siliciu cu rezistivitatea $\rho = 5\ \Omega\,\text{cm}$ se obține $\tau_D = 5 \cdot 10^{-12}$s. Sarcina din stratul de acumulare sau de deflexie poate urmări semnalul variabil la o frecvență $f \ll 1/\tau_D$, frecvență care este de ordinul GHz și chiar mai mare. Un exemplu de dependență capacitate-tensiune pentru o structură MOS ideală cu siliciu de tip p cu concentrația acceptorilor $N_A = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ pentru diverse grosimi ale stratului de oxid îl constituie cel din figura 5.8 [2]. În figura 5.9 este reprezentat circuitul echivalent al structurii MOS ideale, unde R este rezistența de volum a semiconductorului. În încheierea acestui paragraf notăm că deși sarcina din stratul de inversie al structurii MOS nu poate urmări semnalul de înaltă frecvență aplicat pe poartă, în cazul tranzistorului cu efect de cîmp de suprafață regiunea sursă, puternic dopată, este în contact direct cu stratul de inversie în condiții normale de lucru. Astfel, regiunea sursă poate să alimenteze rapid stratul de inversie cu purtători minoritari și tranzistorul MOS cu efect de cîmp poate funcționa la înaltă frecvență. În realitate caracteristicile structurii MOS sînt diferite

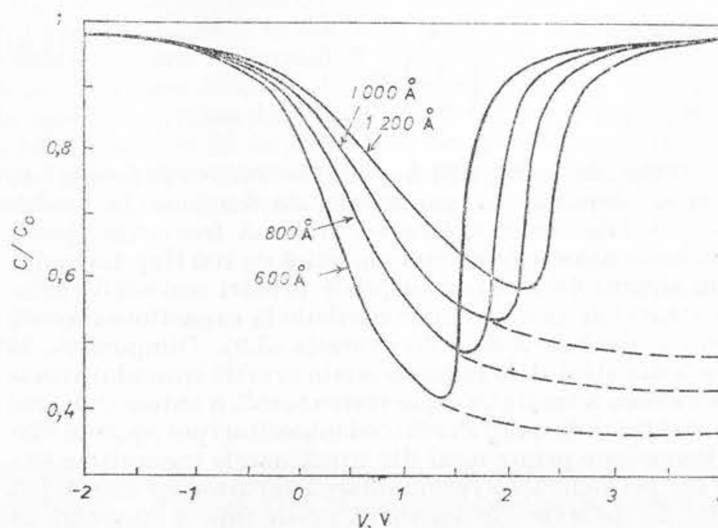


Fig. 5.8. — C(V) pentru structura MOS ideală.

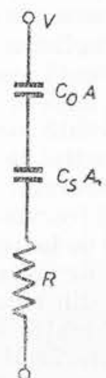


Fig. 5.9. — Schema echivalentă a structurii MOS ideale.

de cele ideale datorită unor factori cum ar fi diferența de lucru de ieșire, stări de sarcină de suprafață, sarcină de volum etc., al căror efect îl vom analiza în paragrafele următoare.

5.2. Efectul diferenței dintre lucrurile de ieșire asupra caracteristicilor structurii MOS. Diagrama de benzi de energie a structurii metal-SiO_2-Si

În multe cazuri diferența dintre lucrurile de ieșire din metal și din semiconductor este diferită de zero și diagrama de benzi de energie a structurii MOS (fără tensiune aplicată din exterior) nu arată ca în figura 5.2 ci ca în figura 5.10*a*. Pentru a aduce sistemul în condiția de bandă plată

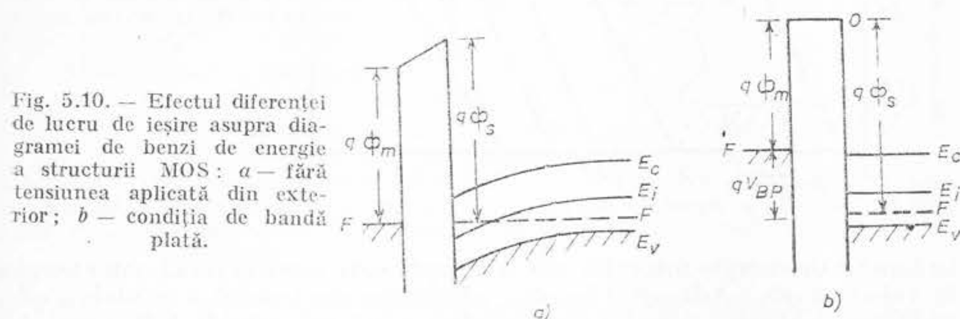


Fig. 5.10. — Efectul diferenței de lucru de ieșire asupra diagramei de benzi de energie a structurii MOS: *a* — fără tensiunea aplicată din exterior; *b* — condiția de bandă plată.

trebuie să se aplice pe poartă o tensiune $V_{BP} = \Phi_m - \Phi_s$, numită tensiune de bandă plată (fig. 5.10*b*). Efectul lucrului de ieșire asupra structurilor MOS se poate studia din măsurători de capacitate în funcție de tensiune [3]. Așa cum se observă în figura 5.11, curbele $C = f(V)$ ale structurilor MOS pentru diverse metale sînt deplasate între ele cu diferența dintre lucrurile de ieșire, Φ_m, ale metalelor respective. Dacă se cunoaște valoarea

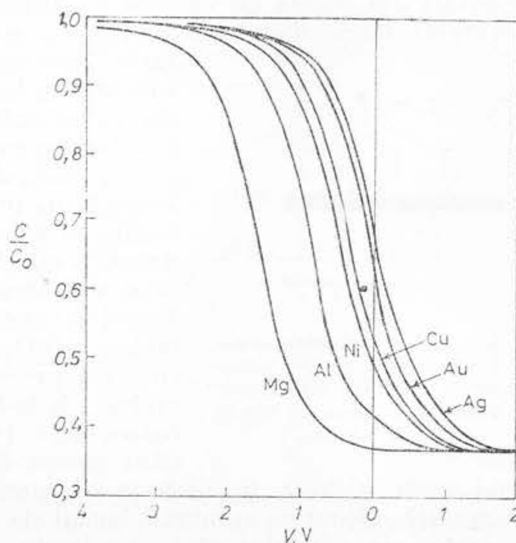


Fig. 5.11. — Capacitatea în funcție de tensiunea aplicată pentru structuri MOS cu diverse metale.

lucrului de ieşire pentru unul din metalele folosite, din aceste curbe se pot determina lucrurile de ieşire din celelalte metale. Bariera de potenţial metal-oxid $q\Phi_b$ se poate determina din măsurători de efect fotoelectric. Aşa cum se observă în figura 5.12. rădăcina cubică din curentul fotoelectric

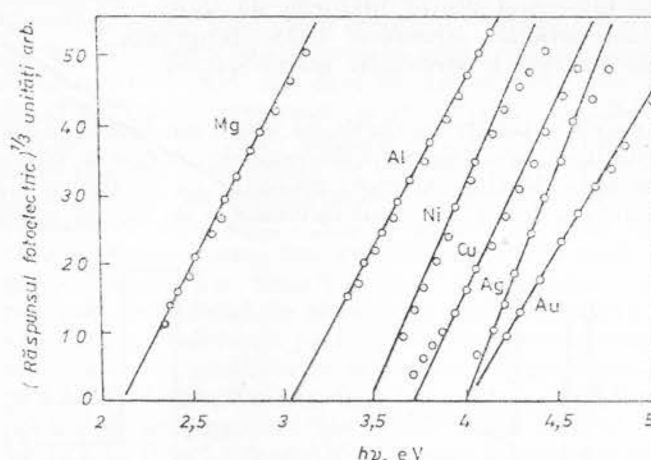


Fig. 5.12. — Rădăcina cubică a fotorăspunsului în funcţie de energia fotonilor în structuri MOS cu diverse metale.

în funcţie de energia fotonilor este o dreaptă care intersectează axa energiei la valoarea $q\Phi_b$. Adăugînd la $q\Phi_b$, afinitatea electronică a oxidului, $q\chi_i$, se găseşte valoarea lucrului de ieşire din metal, $q\Phi_m$. Deplasările dreptelor din figura 5.12 coincid cu deplasările curbelor din figura 5.11. Pentru a găsi diagrama de benzi de energie la interfaţa siliciu-bioxid de siliciu s-au folosit, de asemenea, măsurători de efect fotoelectric intern [4]. Proba folosită este un capacitor MOS cu stratul de oxid intercalat între cristalul de siliciu şi un electrod metalic, subţire, semitransparent (fig. 5. 13).
Lumina ultravioletă trece prin electrodul metalic şi prin stratul de bioxid de siliciu şi este puternic absorbită în cristalul de siliciu. Fotoelectronii excitaţi din banda de valenţă a siliciului trec în banda de conducţie a oxidului. Dacă siliciul este de tip n şi este degenerat, poate avea loc excitarea electronilor din banda de conducţie a siliciului în banda de conducţie a oxidului. Rădăcina pătrată a răspunsului fotoelectric R în funcţie de $h\nu$ reprezintă o linie dreaptă care, extrapolată, dă energia de prag a fotoemisiei. Energia de prag este egală cu diferenţa dintre banda de valenţă a siliciului şi banda de conducţie a bioxidului de siliciu care s-a găsit a avea valoarea în jur de 4,3 eV (fig. 5.14) [5]. Luînd în considerare şi datele asupra benzii interzise a SiO_2 şi pragului de fotoemisie în siliciu, s-a propus diagrama energetică a sistemului siliciu-bioxid de siliciu reprezentată in figura 5.15 [6]. Analizînd această figură ne dăm seama de ce sistemul $Si-SiO_2$ este cel mai mult utilizat în realizarea tranzistoarelor cu efect de cîmp de suprafaţă. Deoarece minimul benzii de conducţie şi maximul benzii de valenţă ale siliciului sînt localizate în apropierea mijlocului benzii

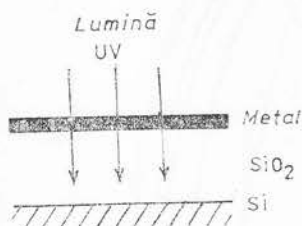


Fig. 5.13. — Geometria structurii utilizată pentru măsurarea efectului fotoelectric intern din siliciu în bioxid de siliciu.

interzise a bioxidului de siliciu există o înălţime mare a barierelor de tunelare atît a electronilor cît şi a golurilor astfel că structura poate funcţiona la cîmpuri intense pentru ambele polarizări fără să treacă un curent semnificativ între electrodul poartă şi semiconductor. Cînd se foloseşte siliciu

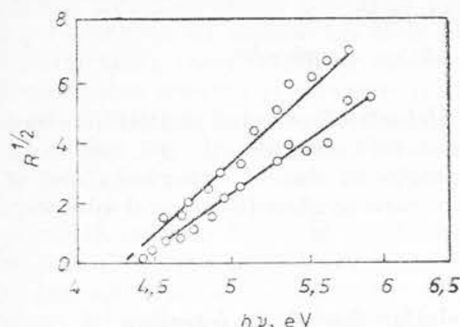


Fig. 5.14. — Determinarea înălţimii barierei la interfaţa Si-SiO_2 din măsurarea curentului fotoelectric în funcţie de energia electronilor.

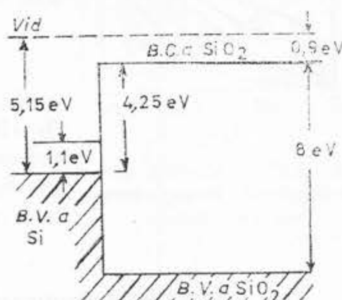


Fig. 5.15. — Diagrama de benzi de energie a structurii Si-SiO_2.

de tip *n* degenerat pot fi excitaţi fotoelectroni atît din banda de conducţie cît şi din banda de valenţă. Apar deci două pante distincte în spectrul fotoemisiei, fiecare cu pragul ei, aşa cum se observă în figura 5.16 [7]. Aşa cum este de aşteptat diferenţa dintre cele două praguri este egală cu banda interzisă a siliciului. În cazul fotoemisiei din banda de conducţie răspunsul spectral R este proporţional cu $h\nu$, iar în cazul fotoemisiei din banda de valenţă $\sqrt{R}$ este proporţional cu $h\nu$. Aceasta se datorează faptului că în banda de conducţie electronii sînt concentraţi într-un domeniu îngust

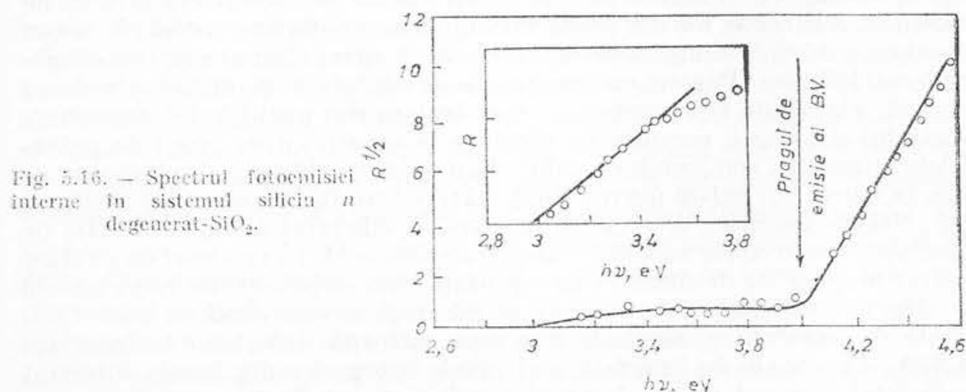


Fig. 5.16. — Spectrul fotoemisiei interne în sistemul siliciu *n* degenerat-SiO_2.

de energie, de cîţiva kT, la marginea inferioară a benzii, în timp ce în banda de valenţă sînt distribuiţi pe un domeniu larg, de cîţiva eV. Aplicarea unui cîmp electric intens conduce la micşorarea barierei siliciu-bioxid de siliciu cu o valoare mai mare de 0,5 eV. Experimental aceasta se observă măsurînd

curentul fotoelectric R în funcție de tensiunea V aplicată, folosind pentru excitare lumină monocromatică. Forma curbelor diferă cînd energia fotonilor este mai mică în comparație cu cazul cînd aceasta este mai mare decît înălțimea barierei în absența unei tensiuni aplicate din exterior (fg. 5.17). Reamintim că scăderea înălțimii barierei este dată de relația cunoscută din capitolul anterior

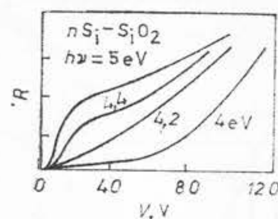


Fig. 5.17. — Efectul tensiunii aplicate asupra curentului fotoelectric.

$$\Delta\Phi = -(q\mathscr{E}/\varepsilon)^{1/2},$$

unde constanta dielectrică relativă pentru bioxidul de siliciu se ia în acest caz egală cu 2,15, așa cum reiese din comparația cu datele experimentale, și nu cu 3,8, valoare care se găsește în mod obișnuit la frecvențe joase.

5.3. Efectele capcanelor și sarcinilor fixe de la interfața siliciu-bioxid de siliciu

A. Natura capcanelor și sarcinilor fixe de la interfață

Caracteristicile structurii MOS sînt afectate de către capcanele și sarcinile fixe de la interfață precum și de către ionii mobili și capcanele ionizate din stratul de oxid. În acest paragraf vom discuta efectele capcanelor și sarcinilor fixe de la interfață. Există două tipuri de centre active localizate la interfața Si-SiO_2 care pot afecta performanțele și stabilitatea structurilor MOS. Acestea sînt capcanele de la interfață și sarcinile fixe [8]. Deosebirea între ele constă în faptul că ocuparea cu electroni a capcanelor de la interfață se modifică cu modificarea tensiunii de poartă, în timp ce ocuparea sarcinilor fixe rămîne neschimbată. Pentru a vedea originea capcanelor de interfață și sarcinilor fixe să considerăm un cristal de siliciu clivat în vid de-a lungul unui plan cristalografic. Atomii de siliciu localizați în stratul de la interfață sînt legați numai de atomii din stratul de dedesubt, legăturile lor din afară rămînînd nesatisfăcute, astfel că acești atomi nu mai sînt supuși acelorași forțe ca în cazul cînd aveau toate legăturile satisfăcute. Pentru ca energia de la suprafață să atingă o valoare minimă, atomii de la suprafață se vor deplasa din pozițiile lor anterioare clivajului și această perturbație conduce la apariția unor gropi de potențial la suprafața semiconductorului. Luînd în considerare degenerarea de spin, în siliciu vor exista maxim două stări pentru fiecare atom de la suprafață. Stările cuantice din banda interzisă a siliciului se numesc stări de interfață, deoarece ele se află la interfața siliciu-vid. În procesul de oxidare legăturile atomilor de siliciu de la suprafață sînt satisfăcute de către atomii de oxigen și densitatea de stări de la interfață devine egală cu zero. Capcanele de interfață și sarcinile fixe apar datorită defectelor la interfața Si-SiO_2. Capcanele de interfață sînt nivele energetice din banda interzisă a siliciului care pot capta electroni și goluri. Sarcinile fixe pot fi capcane de la interfață care au nivele energetice situate în apropierea marginilor benzilor sau pot fi localizate adînc în oxid astfel că nu-și pot modifica starea de încărcare cu variația tensiunii aplicate. Regiunea de interfață este regiunea în care are loc trecerea de la siliciu cristalin, la bioxidul de siliciu amorf. Această regiune de tranziție are o grosime de două-trei strate ato-

mice, adică 10—15Å. Stratul de oxid din regiunea de tranziție este nestoichiometric, fiind compus din SiO_x (x variază de la 1 la 2 de-a lungul stratului), avînd exces de siliciu. Există trei tipuri de defecte în acest strat care pot da naștere la capcane de interfață și sarcini fixe. Primul tip de defecte este legat de abaterea de la compoziția stoichiometrică a bioxidului de siliciu, sau a excesului de siliciu în stratul de tranziție. Al doilea tip sînt defectele structurale; punțile siliciu-oxigen pot fi tensionate, această tensionare influențînd rețelele siliciului și bioxidului de siliciu. Al treilea tip de defecte sînt atomii de impuritate. Stratul de tranziție acționează ca o capcană pentru atomii de impurități, cum ar fi cei ai metalelor, astfel că este de așteptat ca în el să se găsească o concentrație mai mare de impurități decît oriunde în bioxidul de siliciu. O altă cauză a apariției capcanelor de interfață sînt sarcinile din oxid de lîngă interfață. Aceste sarcini, indiferent de originea lor, datorită atracției coulombiene dau stări legate la suprafață, în mod analog cu situația din volum, situate la marginile benzii interzise a siliciului. Ilustrarea schematică a apariției acestor capcane este reprezentată în figura 5.18 [9]. O sarcină pozitivă lîngă interfață dă o stare donoare legată de energie

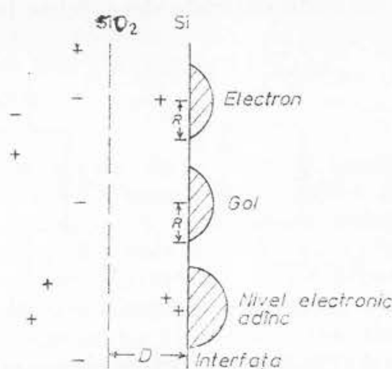


Fig. 5.18. — Diagrama schematică pentru corelația dintre capcanele de interfață și sarcinile fixe.

$$E_c = \left[\frac{2\varepsilon_s}{\varepsilon_i + \varepsilon_s} \right]^2 \left(\frac{m^*}{m_0} \right) E_H = Z^2 E_D$$

unde E_D este energia de ionizare a donorului în volum și $Z^2 = [(2\varepsilon_s/(\varepsilon_i + \varepsilon_s)]^2$ are valoarea 2,25 pentru sistemul Si-SiO_2. Relația de mai sus este scrisă în aproximația masei efective, folosind modelul hidrogenoid pentru impuritățile donoare puțin adînci. Un rezultat similar poate fi scris pentru stările acceptoare. O sarcină negativă lîngă interfață dă o stare acceptoare la interfață. Avînd în vedere masele efective ale electronilor și golurilor în siliciu, se obține $E_D = 0{,}025$ eV și $E_A = 0{,}05$ eV iar energiile corespunzătoare capcanelor de interfață sînt 0,06 eV pentru cele donoare și 0,12 eV pentru cele acceptoare. La asemenea energii corespunde în modelul hidrogenoid o rază a stării legate $R = 30$ Å, ceea ce înseamnă că o asemenea capcană de interfață ocupă o suprafață de aproximativ 900 Å pătrați. Prin urmare, densitatea maximă a capcanelor de interfață provenite din sarcini de lîngă interfață este de $10^{12}cm^{-2}$, ceea ce corespunde cu valoarea densității de stări obținută experimental. Adîncimea maximă în oxid la care se poate găsi o sarcină pentru a da o stare (capcană) la interfață este $D \approx R$. Notăm că nivelele capcanelor de interfață situate în apropierea mijlocului benzii interzise se pot datora la un aglomerat de mai multe sarcini situate la distanță mai mică sau egală cu D de interfață. De exemplu, un aglomerat de două sarcini pozitive acționează ca un singur centru cu sarcină dublă care va da un nivel energetic de 0,24 eV.

B. *Metode experimentale de determinare a densității capcanelor de interfață*

Determinarea densității capcanelor de interfață se face prin măsurarea capacității și conductanței structurii MOS, a căror valoare în condiții date depinde de sarcina localizată pe capcane. În prezența capcanelor de interfață circuitul echivalent din figura 5.9 se modifică și capătă forma din figura 5.19 *a*, unde C_c și R_c sînt capacitatea și, respectiv, rezistența asociate capcanelor de interfață. Circuitul echivalent din figura 5.19 *a* se poate reprezenta ca în figura 5.19 *b*, unde

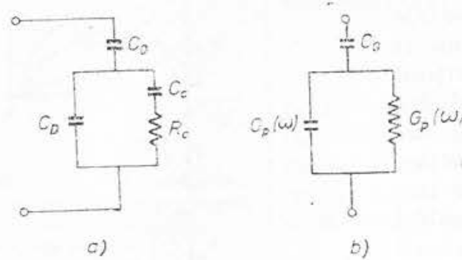


Fig. 5.19. — Circuitul echivalent al structurii MOS.

$$C_p = C_D + \frac{C_c}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (5.10)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_c\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (5.10')$$

C_p și G_p depind de frecvența de lucru iar $\tau = C_c R_c$ se numește constanta de timp asociată capcanelor de interfață. Admitanța circuitului din figura 5.19 *b* este

$$Y = G + \mathrm{i}\omega C; \quad G = \frac{\omega^2 C_c \tau C_0^2}{(C_0 + C_D + C_c)^2 + \omega^2\tau^2(C_0 + C_D)^2}, \quad (5.11)$$

$$C = \frac{C_0}{C_0 + C_D + C_c}\left[C_D + C_s\,\frac{(C_0 + C_D + C_c)^2 + \omega^2\tau^2 C_D(C_0 + C_D)}{(C_0 + C_D + C_c)^2 + \omega^2\tau^2(C_0 + C_D)^2}\right].$$

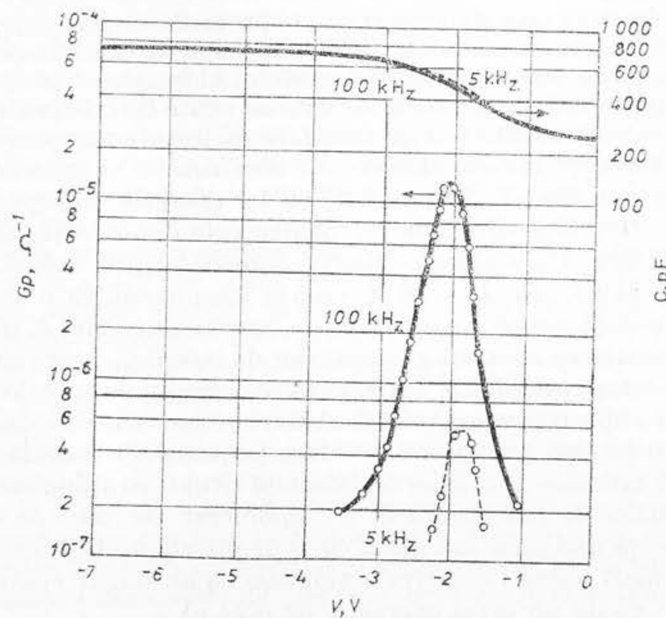


Fig. 5.20. — Capacitatea și conductanța paralelă măsurate la 5 kHz și 100 kHz pentru o probă de tip *p* cu concentrația impurităților acceptoare $2.08 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ și densitatea de capcane la interfață în jur de $10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{eV}^{-1}$.

Se observă că atît G cît și C conțin informații similare asupra capcanelor de interfață. Din măsurarea conductanței se pot obține rezultatele cele mai apropiate de realitate în special pentru densitate de stări de suprafață relativ mică. ($10^{10}cm^{-2}(eV)^{-1}$). Acest lucru se observă pe figura 5.20 [10] unde sînt reprezentate capacitatea și conductanța, pentru o structură MOS, în funcție de tensiune la două frecvențe diferite, 5kHz și 100kHz. Variația maximă a conductanței între cele două frecvențe este de un ordin de mărime în timp ce variația capacitanței este de numai 14%.

1. Metoda conductanței

Pentru măsurarea conductanței se procedează după cum urmează. Se măsoară admitanța structurii între cele două terminale cu o punte de măsură, și apoi capacitatea oxidului, C_0, în regim de acumulare puternică. Admitanța se convertește într-o impedanță din care se scade reactanța capacitivă a oxidului și impedanța rezultată se convertește într-o admitanță. Aceasta este admitanța rețelei paralel din circuitul echivalent (C_D în paralel cu ramura C_c în serie cu R_c). Conductanța și capacitatea sînt date de ecuațiile (5.10′) și (5.10). Conductanța G_p depinde numai de ramura capcanelor de interfață a circuitului echivalent. G_p/ω în funcție de $\omega\tau$ are maxim pentru $\omega\tau = 1$, de unde se determină τ. Valoarea maximă a lui G_p/ω este $C_c/2$, de unde se determină C_c. Astfel, din măsurarea conductanței se determină direct τ și C_c. Densitatea de capcane la interfață, N_i, se calculează din relația $N_i = C_c/qS$, unde S este suprafața electrodului metalic. Unele rezultate experimentale pentru τ și N_i sînt reprezentate în figura 5.21 și, respectiv, 5.22. Probele de siliciu folosite au suprafețele

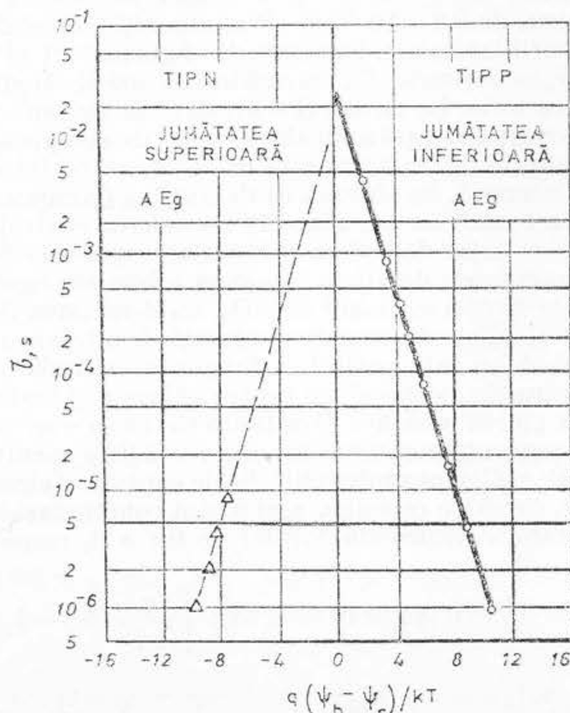


Fig. 5.21. – Dependența constantei de timp de potențialul de suprafață.

orientate după direcţia (111). Punctele din jumătatea inferioară a benzii interzise snt rezultatele măsurătorilor pe structura MOS cu Si de tip p cu $N_A = 2{,}08 \cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $(E_i - F)/kT = 14{,}1$, $C_0 = 5{,}74 \cdot 10^{-8}\text{F/cm}^2$ şi au diametrul de $1{,}2 \cdot 10^{-1}$ cm. Punctele din jumătatea superioară a benzii

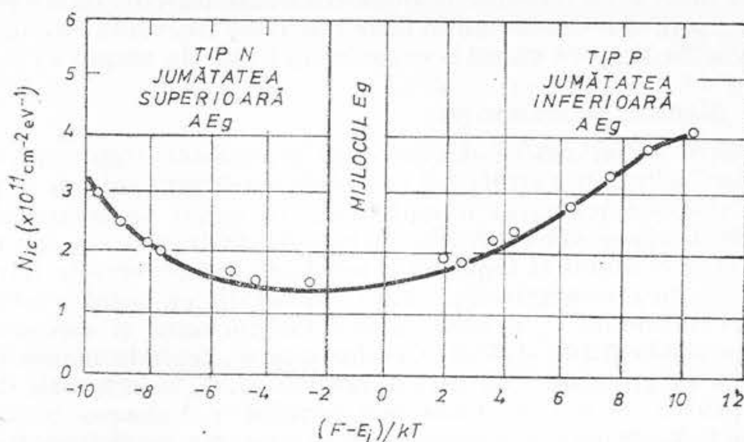


Fig. 5.22. — N_i în funcţie de $(F - E_i)/kT$ pentru aceleaşi probe, ca în figura 5.21.

interzise sînt rezultatele măsurătorilor pe structura MOS cu siliciu de tip n, cu $N_D = 1{,}15 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}, $(F - E_i)/kT = 13{,}5$, $C_0 = 5{,}08 \cdot 10^{-8}$ F/cm^2 şi diametrul de $3{,}8 \cdot 10^{-2}$ cm (F este poziţia nivelului Fermi şi E_i este mijlocul benzii interzise). Punctele din figurile 5.21 şi 5.22 corespund maximelor lui G_p/ω obţinute din măsurători la 300 K. Menţionăm că relaţiile (5.10) au fost scrise iar circuitul echivalent de mai sus a fost reprezentat în presupunerea existenţei unui singur nivel de energie al capcanelor de interfaţă. În realitate figura 5.22 arată că aceste stări sînt distribuite continuu în banda interzisă. Se observă că densitatea de capcane de interfaţă, N_{ic}, variază foarte slab cu energia şi în apropierea centrului benzii interzise a siliciului este în jur de $10^{11}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$. Deşi capcanele de interfaţă sînt apropiate energetic unele de altele (aşa cum reiese din figura 5.22), totuşi ele sînt distanţate spaţial în planul Si-SiO_2. La densitatea de $10^{11}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ capcanele de interfaţă se află situate unele faţă de altele la o distanţă medie de 300 Å, astfel că nu este posibil ca lungimea de undă a unui electron captat pe un centru să „acopere" un centru adiacent şi tranziţiile de la un nivel la altul nu pot să aibă loc. Constanta de timp τ se poate scrie $\tau = 1/C_n n_s$ pentru semiconductorul de tip n şi $\tau = 1/C_p p_s$ pentru semiconductorul de tip p . C_n şi C_p sînt probabilităţile de captură a electronilor şi, respectiv, golurilor, de către capcane. n_s şi p_s sînt concentraţiile electronilor şi golurilor la suprafaţa semiconductorului de tip n şi, respectiv, p

$$n_s = N_d \exp(q\psi_s/kT) = n_i \exp\left[\frac{q}{kT}(\psi_s - \psi_B)\right]; \qquad (5.12)$$

$$p_s = N_a \exp(-q\psi_s/kT) = n_i \exp\left[-\frac{q}{kT}(\psi_s - \psi_B)\right],$$

$q\,\psi_B/kT = \ln(n_i/N_D)$ pentru tip n și $q\psi_B/kT = \ln(N_A/n_i)$ pentru tip p. Din figura 5.21, extrapolînd dreptele la $(\psi_s - \psi_B) = 0$, se obține $\tau_0 = 1/C_n n_i$ și, respectiv, $\tau_0 = 1/C_c n_i$. Pentru $n_i = 1{,}55 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} și $\bar{v} = 10^7$ cm/s se obțin valorile secțiunilor de captură a electronilor și golurilor, $\sigma_n = C_n/\bar{v} = 1{,}7 \cdot 10^{-15}$cm^2 și $\sigma_p = C_p/\bar{v} = 2{,}2 \cdot 10^{-16}$ cm^2 ($\bar{v}$ este viteza medie termică a purtătorilor de sarcină liberi). Din expresiile de mai sus rezultă că fluctuații mici ale lui ψ_s determină fluctuații mari ale lui σ. Dacă presupunem că sarcinile de la interfață sînt distribuite aleatoriu, neuniform, cîmpul electric la suprafața siliciului va fluctua în planul interfeței (fig. 5.23). Fluctuațiile cîmpului electric vor determina fluctuații corespunzătoare ale potențialului la suprafață. Pentru a exprima această cantitativ divizăm planul interfeței într-un număr de pătrate de arie egală, astfel că fiecare pătrat reprezintă aria cea mai mare în care potențialul este uniform; aceasta se numește arie caracteristică. Circuitul echivalent se modifică, așa cum este reprezentat de exemplu în figura 5.24, pentru structura MOS cînd funcționează în regim de acumulare. Fiecare ramură C_c, R_c, corespunde unei arii caracteristice. Expresia analitică a admitanței totale se obține integrînd contribuția fiecărei arii caracteristice peste întreaga

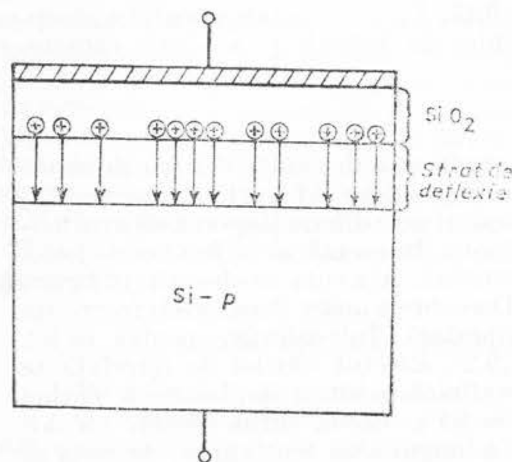


Fig. 5.23. — Distribuția statistică a sarcinilor în structura MOS.

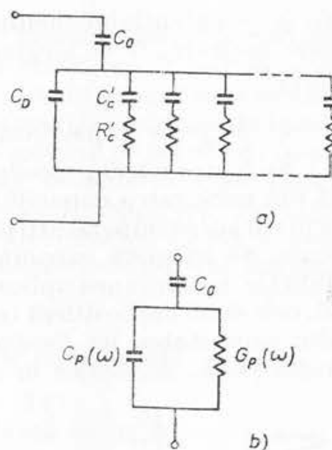


Fig. 5.24. — Circuitul echivalent, care arată dispersia constantei de timp determinată de fluctuațiile sarcinii de la interfață (a); reprezentarea sa simplificată (b).

arie a electrodului pentru fiecare tensiune și la fiecare frecvență de lucru. În cazul distribuției continue a stărilor de interfață și distribuției statistice (Poisson) a sarcinilor, se obține

$$G_p/\omega = \frac{1}{2}\, qN_c[2\pi(\sigma_s^2 + \sigma_b^2)]^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\,[-(z + y)]\,\ln(1 + e^{2y})\,\mathrm{d}\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right), \tag{5.13}$$

$$C_p = C_D(\bar{\psi}_s) + qN_c[2\pi(\sigma_s^2 + \sigma_b^2)]^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(z + y)]\,\mathrm{arc\,tg}(e^{y})\,\mathrm{d}\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right), \tag{5.14}$$

unde

$$y = \ln\omega\tau\,; \quad z \equiv \frac{q^2}{k^2T^2}(\psi_s - \bar{\psi}_s)^2/[2(\sigma_s^2 + \sigma_b^2)],$$

σ_s și σ_b sînt abaterile standard ale sarcinilor de suprafață și, respectiv, impurităților acceptoare, date de relațiile

$$\sigma_s \equiv \frac{qW}{kT(WC_0 + \varepsilon_s)}\left(\frac{q\bar{Q}}{\alpha}\right)^{1/2}, \tag{5.15}$$

$$\sigma_b = \frac{q^2(\bar{N}_a/W)^{1/2}[1 - \exp(-q\,\psi_s/kT)]}{2kT(C_0W + \varepsilon_s)}. \tag{5.16}$$

În relațiile de mai sus s-au luat în considerare fluctuațiile potențialului de suprafață datorită distribuției aleatorii atît a sarcinilor de la interfață cît și a impurităților acceptoare. $\bar{Q}$ este densitatea medie a sarcinilor de la interfață, $\bar{\psi}_s$ — potențialul mediu la interfață, $\bar{N}_A$ — densitatea medie a acceptorilor ionizați, W — lărgimea stratului de deflexie și α — aria caracteristică.

2. Metoda capacitanței

Se folosesc trei procedee de determinare a densității stărilor de interfață din măsurarea capacității : prin diferențiere [11], prin integrare [12] și prin variația temperaturii [13]. Procedeul prin diferențiere constă în următoarele. Se măsoară capacitatea la înaltă frecvență și la frecvență joasă în funcție de tensiunea aplicată pe structură. Așa cum se observă, în figura 5.25, cele două curbe diferă între ele. Deosebirea apare deoarece la frecvențe înalte capacitatea nu depinde de suprafață. Într-adevăr, pentru $\omega\tau \gg 1$ ecuația (5.16) se reduce la ecuația (5.2). Efectul stărilor de interfață se manifestă printr-o deplasare a curbei $C = f(V)$, de la curba ideală, cu ΔV de-a lungul axei tensiunilor. Aceasta se întîmplă pentru că prezența capcanelor de interfață determină un cîmp electric în oxid mai mare decît la suprafața semiconductorului, ceea ce face să fie necesară o sarcină mai mare pe metal pentru a obține un cîmp dat la suprafața semiconductorului. Cum starea de încărcare a capcanelor de interfață depinde de tensiunea V aplicată atunci și deplasarea ΔV va fi funcție de V. Din compararea curbei considerate cu curba MIS ideală se trasează graficul $\Delta V = f(V)$.

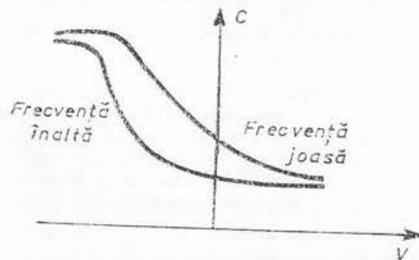


Fig. 5.25. — Dependența capacității de tensiune în structura MOS cu semiconductor de tip p, la frecvențe înalte și la frecvențe joase.

Sarcina pe capcanele de interfață $Q_c = C_0\Delta V$ și densitatea capcanelor de interfață se obține prin diferențiere grafică : $N_{ic} = (1/q)(\partial Q_c/\partial\psi_s)_V$ stări/cm² eV. Procedeul de variație a temperaturii se bazează pe modificarea stării de încărcare a capcanelor cu variația temperaturii. În figura 5.26 în semiconductorul de tip p (unde stările de interfață sînt donoare) la o temperatură T_1 se presupune că stările sînt neutre adică sînt ocupate cu electroni (nive-

lul Fermi se află deasupra lor). La o temperatură $T_2 < T_1$, nivelul Fermi se apropie de banda de valență și o parte din stările donoare cedează electroni și devin încărcate pozitiv. Ca atare, curba $C = f(V)$ la T_2 se va deplasa față de curba la T_1 (fig. 5.27). Experimental se procedează astfel :

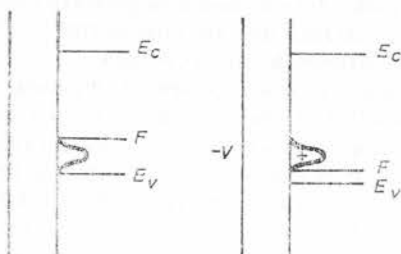


Fig. 5.26. — Variația stării de încărcare a capcanelor de interfață cu temperatura.

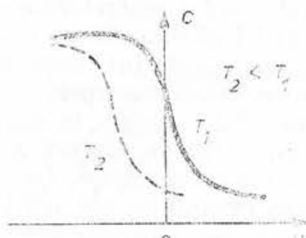


Fig. 5.27. — Variația cu temperatura a capacității structurii MOS.

se variază temperatura și se menține condiția de bandă plată prin variația tensiunii aplicate pe structură ; se înregistrează tensiunea de bandă plată în funcție de temperatură și se convertesc aceste date în dependența sarcinii de interfață Q_c de potențialul de suprafață ψ_s. Variația tensiunii de bandă plată cu variația temperaturii dă direct variația sarcinii pe stările de interfață, iar $\psi_s = (F - E_v)/q$. Densitatea capcanelor de interfață se obține dintr-o relație analogă cu cea de mai sus $N_{ic} = (1/q)\,(\partial Q_c/\partial \psi_s)$. Rezultatele sînt similare pentru structura MOS cu semiconductor de tip n unde stările de interfață sînt acceptoare, adică sînt negative cînd sînt ocupate cu electroni.

C. *Proprietățile sarcinilor fixe și capcanelor de interfață*

Sarcinile fixe au următoarele proprietăți [14] :

1) Ocuparea lor cu electroni este independentă de înclinarea benzilor din semiconductor și de tensiunea aplicată pe poartă :

2) Sarcinile fixe sînt imobile. Centrele responsabile pentru apariția sarcinilor fixe nu se deplasează sub influența temperaturii sau tensiunii de poartă.

3) Polaritatea sarcinilor fixe este totdeauna pozitivă, ceea ce face ca suprafața siliciului oxidat termic să fie de tip n.

4) Densitatea sarcinilor fixe depinde de orientarea suprafeței siliciului, avînd valoarea cea mai mare pentru suprafața (111) și valoarea cea mai mică pentru suprafața (100) [15] ; raportul dintre aceste două valori este egal cu ~ 3. S-a găsit că sarcinile fixe sînt localizate foarte aproape de interfața Si-SiO_2 ; de fapt și dependența de orientarea suprafeței vine în sprijinul acestei supoziții.

5) Densitatea sarcinilor fixe poate fi reprodusă și modificată reversibil prin modificarea condițiilor de oxidare termică (oxigen uscat sau vapori de apă) și temperaturii de oxidare. În mod uzual pentru suprafața (111) densitatea de sarcină fixă obținută este în jur de 10^{11}cm^{-2} atît prin oxidarea în oxigen uscat cît și prin oxidarea în vapori de apă. Pentru condițiile optime de oxidare, 1 200°C în oxigen uscat a suprafeței (111) a siliciului, se obține o densitate de sarcini fixe în jur de $1{,}5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}.

6) Densitatea sarcinilor fixe este practic independentă şi tipul impurităţilor din siliciu.

7) Densitatea sarcinilor fixe este independentă de grosimea stratului de SiO_2 pentru anumite condiţii de preparare, adică este independentă de timpul de oxidare.

8) Proprietăţile şi controlul sarcinilor fixe se bazează pe date empirice. Natura chimică a centrelor care dau sarcini fixe nu este cunoscută cu exactitate şi nici legătura dintre acestea şi capcanele de interfaţă.

Capcanele de interfaţă au următoarele două proprietăţi, care determină influenţa lor asupra caracteristicilor dispozitivelor: densitatea lor este funcţie de energie în domeniul benzii interzise a semiconductorului şi probabilităţile de captură a electronilor şi golurilor pe ele sînt funcţie de lărgimea benzii interzise. În figura 5.28 este reprezentată dependenţa de orientarea cristalului a densităţii sarcinilor fixe şi capcanelor de interfaţă. Curbele au fost obţinute prin oxidarea unei probe de siliciu în formă de emisferă, fiind posibilă expunerea în acelaşi timp a unei varietăţi de orientări cristalografice. Densitatea cea mai mare de sarcini fixe şi de capcane de interfaţă s-a obţinut pentru orientarea (111) iar densitatea cea mai mică s-a obţinut pentru suprafaţa (100). Dependenţa de orientarea cristalină arată că aceste centre sînt localizate în regiunea interfeţei. Localizarea la interfaţă este demonstrată şi din experienţe de tăiere şi îndepărtare a unor strate de la suprafaţa oxidată precum şi de experienţe de fotoemisie. Asemenea experienţe arată că aceste centre sînt localizate într-un strat de 20Å lîngă interfaţă.

D. *Metode de control a densităţii sarcinilor fixe şi capcanelor de la interfaţă*

1. Sarcinile fixe

Densitatea sarcinilor fixe depinde de condiţiile de oxidare care sînt mediul ambiant (umed sau uscat) şi temperatura de oxidare precum şi de

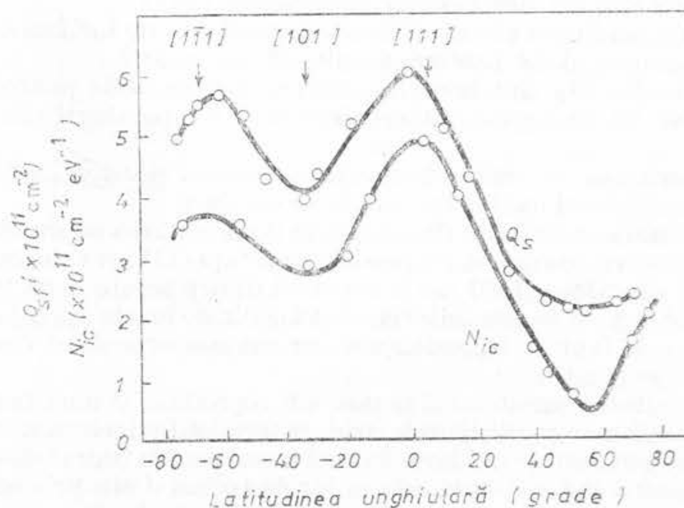


Fig. 5.28. — Densitatea sarcinilor de la interfaţă şi a capcanelor de la interfaţă în funcţie de orientarea suprafeţei cristaline.

orientarea cristalului. Influența temperaturii de oxidare asupra densității sarcinilor fixe, Q_{sf}, este reprezentată în figura 5.29. Oxidarea suprafeței siliciului de tip n, cu $N_D = 1{,}4 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}, orientată după (111) s-a făcut

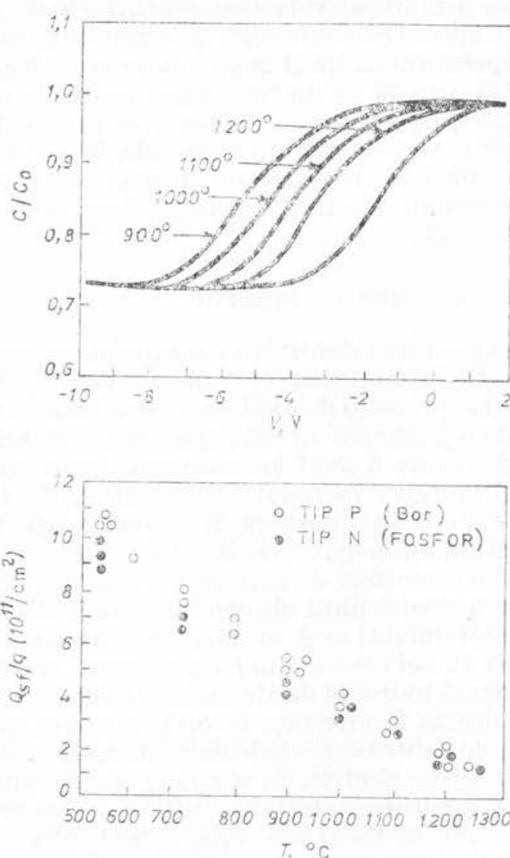


Fig. 5.29. — Curbele $C = f(V)$ măsurate pe structuri MOS cu stratul de oxid crescut la diverse temperaturi în oxigen uscat (*a*); densitatea de sarcini fixe în funcție de temperatură de oxidare (*b*).

în oxigen uscat. Figura 5.29 *a* prezintă o familie de curbe $C = f(V)$ pentru probe oxidate la diverse temperaturi, cu grosimea oxidului de 2 000 Å. Se observă că deplasarea acestor curbe de-a lungul axei tensiunilor, spre valori negative crește cu scăderea temperaturii de oxidare. Deplasarea curbelor spre valori negative ale tensiunii arată că sarcinile fixe sînt pozitive. Densitatea sarcinilor fixe se determină din tensiunea de bandă plată înmulțită cu capacitatea C_0 a stratului de oxid. În figura 5.29 *b* se redă densitatea sarcinilor fixe astfel obținută, în funcție de temperatura de oxidare atît pentru probe de tip n cît și pentru probe de tip p din siliciu. Valoarea cea mai mică a Q_{sf} se obține pentru cea mai mică temperatură de oxidare, în ambele cazuri. Rezultate similare se obțin în oxigen umed, numai că în acest caz Q_{sf} descrește mai încet cu creșterea temperaturii de oxidare decît în cazul oxigenului uscat. Oxidarea în oxigen umed la 1 200°C dă o densitate a sarcinilor fixe de $3 \cdot 10^{11}$cm^{-2} mai mare decît în cazul oxidării în oxigen uscat (fig. 5.29*b*). Prin urmare, este de preferat să se facă oxidarea în oxigen uscat.

Un alt parametru care determină densitatea de sarcini fixe este rata de răcire a probei de la temperatura de oxidare la temperatura mediului ambiant. Cu cît rata de răcire este mai mare cu atît Q_{sf} are o valoare mai mică. Rata de răcire rapidă nu dă posibilitatea ca să aibă loc un proces de oxidare semnificativ la temperaturi joase și densitatea de sarcină fixă rămîne mică. Densitate mică de sarcini fixe se poate obține fie prin oxidarea la temperatură înaltă (1 200°C) fie prin oxidare la temperatură joasă ($<$1000 °C), însă urmată de un tratament termic la o temperatură de aproximativ 600°C în azot sau argon. Pentru a obține o valoare mică a lui Q_{sf}, tratamentul termic se face într-un timp relativ scurt (o oră sau mai puțin). Dacă tratamentul are loc timp de cîteva ore, Q_{sf} crește. Prin urmare, densitatea de sarcini fixe întîi descrește apoi crește cu creșterea timpului de tratare termică.

2. Capcane de interfață

Micșorarea densității capcanelor de interfață se face prin tratament termic fie la temperaturi înalte fie la temperaturi joase. Imediat după ce a avut loc procesul de oxidare se face tratamentul la temperatura de 1 000°C timp de o jumătate de oră în atmosferă de hidrogen sau gaz inert în aceeași incintă în care a avut loc oxidarea. După tratament se depune peste oxid stratul metalic. În cazul tratamentului la temperaturi joase, stratul de oxid se crește în atmosferă de vapori de apă sau de oxigen, apoi se depune peste el aluminiu pur și se încălzește structura la 350°C timp de o jumătate de oră în atmosferă de hidrogen sau alt mediu neoxidant. Se îndepărtează aluminiu și se depune electrodul metalic dorit. Explicația necesității depunerii aluminiului este următoarea. Apa, care este prezentă în toți oxizii, inclusiv în cei crescuți în oxigen uscat, reacționează cu aluminiul metalic și formează hidroxid de aluminiu și hidrogen. O parte din hidrogenul rezultat poate difuza la interfața Si-SiO_2 și să reacționeze chimic cu centrele responsabile pentru capcanele de suprafață, în acest fel acestea din urmă devenind inactive electric. În sprijinul acestei presupuneri există o serie de rezultate experimentale [16]. Întîi, s-a observat că un strat de nitrură de siliciu între metal și interfața Si-SiO_2 blochează migrarea hidrogenului și nu are loc micșorarea densității capcanelor de interfață. În al doilea rînd s-a găsit că hidrogenul atomic este mai activ decît hidrogenul molecular în reducerea capcanelor de interfață. În al treilea rînd s-a observat că metalele mai active, ca aluminiu și magneziu, reduc considerabil densitatea de capcane de interfață în comparație cu metalele mai puțin active cum ar fi platina și aurul. Înainte de tratamentul termic densitatea capcanelor de interfață situate în apropierea mijlocului lui E_g este de 10^{11}cm^{-2}eV^{-1} în cazul creșterii stratului de SiO_2 în atmosferă de vapori de apă și 10^{12}cm^{-2} eV^{-1} în cazul creșterii în atmosferă de oxigen. După tratamentul termic, densitatea capcanelor de interfață scade la 10^{10} cm^{-2}eV^{-1} în ambele cazuri. Pentru cele mai multe dispozitive, o asemenea densitate mică nu are efecte asupra performanțelor lor. În figura 5.30 se reprezintă densitatea de capcane de interfață măsurată prin metoda conductanței, într-o structură MOS cu semiconductor de tip p supusă tratamentului termic la temperatură joasă, cu poartă din aluminiu. Comparînd această curbă cu cea din figura 5.29 se observă că tratamentul termic reduce considerabil densitatea de capcane de interfață.

E. *Degradarea în timp a performanțelor structurii MOS*

Performanțele structurii MOS se modifică în timp datorită modificării densității capcanelor de interfață și sarcinilor fixe. Există patru cauze care pot conduce la creșterea densității capcanelor de interfață și sarcinilor

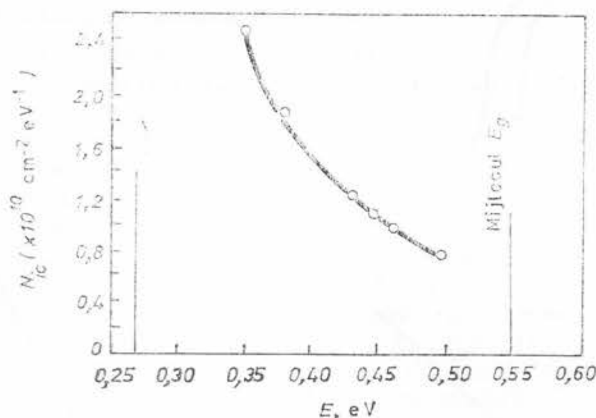


Fig. 5.30. — Densitatea capcanelor de interfață în funcție de energie, în urma tratamentului termic.

fixe : (1) captura lentă, (2) tratamentul termic, (3) încărcarea pe cale electrochimică, (4) radiația de ionizare.

1. Captura lentă

Apare o îmbătrînire rapidă a structurii datorită încălzirii în prezența unei tensiuni aplicate pe poartă. Aceasta se manifestă prin creșterea densității capcanelor de interfață și sarcinilor fixe. Rezultatul unui asemenea efect este prezentat în figura 5.31, unde curba *A* este teoretică, curba *B* este curba $C = f(V)$ măsurată inițial, înainte de „îmbătrînire" iar curba *C* este rezultatul măsurătorilor efectuate după încălzirea la 400°C timp de două minute cu o tesiune negativă aplicată pe poartă de $2 \cdot 10^6$V/cm. În structura MOS utilizată semiconductorul este de tip *p* cu $N_A = 1{,}4 \cdot 10^{16}$cm^{-3} și grosimea stratului de oxid de 2 000 Å. Deplasarea curbei *C* de-a lungul axei tensiunilor se datorează creșterii densității sarcinilor fixe, iar distorsiunea formei acesteia se datorează creșterii densității capcanelor de interfață. În figura 5.31*b* este prezentată suma dintre densitatea sarcinilor fixe Q_{sf}/q și capcanelor de interfață N_{tc} în funcție de cîmpul electric aplicat pentru probe cu diferite orientări cristaline. Se observă că $(Q_{sf}/q) + N_{tc}$ crește liniar cu creșterea cîmpului electric și panta precum și punctul de intersecție la cîmp zero depind de valoarea inițială a lui $(Q_{sf}/q) + N_{tc}$. Evaluarea lui $(Q_{sf}/q) + N_{tc}$ s-a făcut măsurînd deplasarea punctului din mijloc al curbei $C = f(V)$ de-a lungul axei tensiunilor și multiplicînd această valoare cu capacitatea stratului de oxid. În figura 5.32 este reprezentată dependența variației tensiunii de bandă plată ΔV_{BP} de timpul de îmbătrînire, la 330°C cu -10V tensiune aplicată pe poartă, pentru o structură MOS cu grosimea stratului de oxid de 1 000Å crescut pe suprafața (111) a siliciului. Se observă că ΔV_{BP} se saturează în timp. Nu există un model teoretic

satisfăcător care să explice efectul de „îmbătrînire lentă". Însăși denumirea nu corespunde fenomenului care are loc, ci se utilizează pur și simplu deoarece așa a intrat în limbajul obișnuit. Acest efect este caracteristic bioxidului

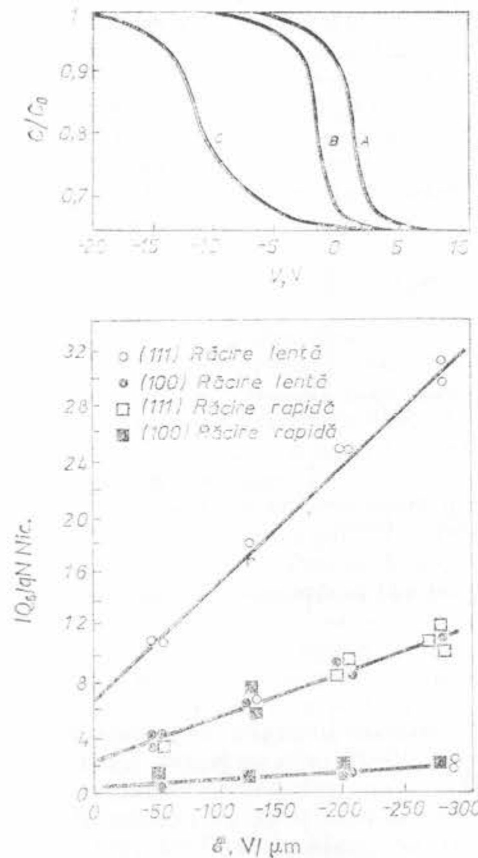


Fig. 5.31. — C/C_0 în funcție de tensiune, înainte și după îmbătrînire (*a*), densitatea de sarcini fixe și de capcane de interfață în funcție de cîmpul electric aplicat în timpul îmbătrînirii (*b*).

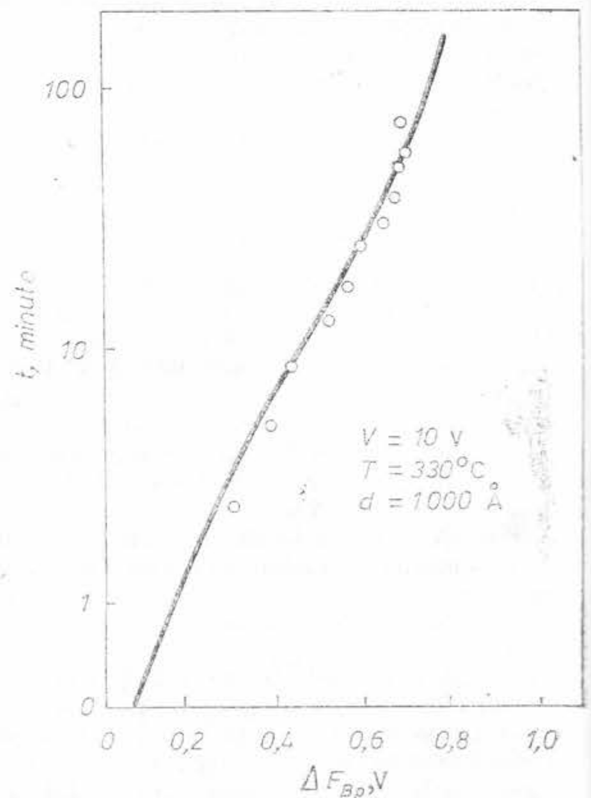


Fig. 5.32. — Dependența de timp a variației tensiunii de bandă plată.

de siliciu crescut termic. Cînd polaritatea aplicată pe poartă este negativă (în raport cu substratul de siliciu) crește atît densitatea capcanelor de interfață cît și densitatea de sarcini fixe. Cînd polaritatea pe poartă este pozitivă se observă o creștere numai a densității sarcinilor fixe. Prin urmare efectul de îmbătrînire cel mai mare se obține pentru dispozitivele cu canal *p* deoarece polaritatea aplicată electrodului în acest caz este negativă.

2. Tratamentul termic

Tratamentul termic la temperaturi înalte (peste 600°C), fără să se aplice și tensiune pe poartă, conduce de asemenea la modificarea densității sarcinilor fixe. Modificarea densității sarcinilor fixe la temperatura mediului ambiant este neglijabilă. Densitatea capcanelor de interfață se schimbă

apreciabil, cu un ordin de mărime, cu tratamentul la temperaturi joase ($22 \div 600°C$), fără tensiune aplicată din exterior. Agentul responsabil pentru modificarea densității capcanelor la temperaturi joase este hidrogenul provenit din vapori de apă, care intră sau iese din oxid. Stabilitatea densității capcanelor de interfață se realizează prin acoperirea oxidului cu un strat impermeabil la apă și hidrogen, cum ar fi nitrura de siliciu sau un metal

3. Încărcarea pe cale electrochimică

Difuzia apei în stratul de oxid duce la apariția unor centre de captură care captează electronii injectați; secțiunea de captură a fost estimată la valoarea de $1{,}5 \cdot 10^{-17}cm^2$. Electronul captat de un asemenea centru inițiază o reacție chimică care produce hidrogen, centre încărcate negativ și capcane de interfață. Din această cauză crește densitatea sarcinilor fixe și capcanelor de interfață. Încărcarea pe cale electrochimică joacă rol important în tranzistorii MOS cu canal îngust, în care caz cimpul electric în vecinătatea joncțiunii de drenă este destul de mare, astfel că electronii fierbinți care intră în regiunea acestei joncțiuni au suficientă energie pentru a escalada bariera, de 3,2eV, dintre banda de conducție a siliciului și banda de conducție a SiO_2. De asemenea, încărcarea pe cale electrochimică joacă rol important în diodele planare de înaltă tensiune unde valoarea tensiunii de străpungere a siliciului este modificată de crearea sarcinilor fixe și capcanelor de interfață. S-a observat că tratamentul termic la 200°C timp de 15 minute în atmosferă de vapori de apă conduce la descărcarea completă a oxidului. Se pare că în acest caz vaporii de apă difuzează în oxid către centrele încărcate negativ, reacționează chimic cu acestea și le redă neutralitatea electrică. Pentru a evita încărcarea pe cale electrochimică este recomandabil ca oxidarea să se facă în oxigen uscat sau să se utilizeze un captator (getter) de apă cum ar fi un strat de sticlă fosfosilicată depus peste SiO_2 și o barieră de apă, cum ar fi nitrura de siliciu depusă peste sticlă, pentru a împiedica vaporii de apă din mediul ambiant să satureze captatorul de sticlă.

4. Radiația de ionizare

Densitatea capcanelor de interfață și a sarcinilor fixe crește prin expunerea oxidului la radiații de ionizare, cum ar fi razele X. O asemenea expunere apare inevitabil în procesul de fabricare a circuitelor integrate unde aluminiul se depune folosind un tun electronic, la implantarea de ioni, în litografia cu raze X, la depunerea materialelor pe suprafața oxidului prin descărcare în plasmă precum și la tăierea materialelor folosind fascicole de ioni. Radiația de ionizare generează perechi electron-gol în SiO_2. Golurile sînt captate lîngă sau la interfața Si-SiO_2 determinînd creșterea densității de sarcini fixe și de capcane de interfață. Densitatea de sarcini fixe și de capcane de interfață poate fi micșorată dacă înainte de expunerea la radiații se face un tratament termic la cîteva sute de grade celsius, pentru perioade mai mici de o jumătate de oră, în atmosferă de gaz inert. Problemele care se pun sînt legate întîi de micșorarea densității capcanelor de interfață și a sarcinilor fixe și în al doilea rînd de menținerea acestor densități invariabile, pe perioada de viață a dispozitivelor, pentru a asigura stabilitatea în funcționare. La prima problemă ne-am referit aproape pe tot cuprinsul acestui paragraf. Problema stabilității se rezolvă pe de o parte izolînd dispozitivul de mediul exterior prin încapsulare și pe de altă parte prin asigurarea funcționării acestuia la temperaturi joase.

5.4. Efectele ionilor mobili, neuniformităţilor laterale şi capcanelor ionizate asupra caracteristicilor structurii MOS

În bioxidul de siliciu există în general ioni de sodiu şi, mai puţini, de potasiu şi hidrogen [17—19]. La o temperatură mai mare de 150°C ionii de sodiu se deplasează prin stratul de oxid într-un timp de ordinul secundelor. La aplicarea unui cîmp electric intens pe stratul de oxid, deşi mobilitatea ionilor este destul de mică aceştia se deplasează uşor chiar la temperatura camerei. (Cînd se aplică pe poartă o tensiune de 10V pentru grosime stratului de oxid de 1 000 Å valoarea cîmpului este de 10^6V/cm). Ionii mobili (cu sarcină pozitivă) distribuiţi iniţial ca în figura 5.33*a* se vor deplasa sub influenţa cîmpului electric, către interfaţa siliciu-bioxid de siliciu, dacă poarta este polarizată pozitiv. Deplasarea ionilor mobili la interfaţa siliciu-bioxid de siliciu va induce o sarcină negativă mai mare la suprafaţa siliciului. Dacă siliciul este de tip *p* şi există iniţial un strat de inversie, sarcina din acest strat va creşte (fig. 5.33 *b*). În mod analog, dacă semiconductorul este de tip *n*, tensiunea pozitivă aplicată pe poartă va

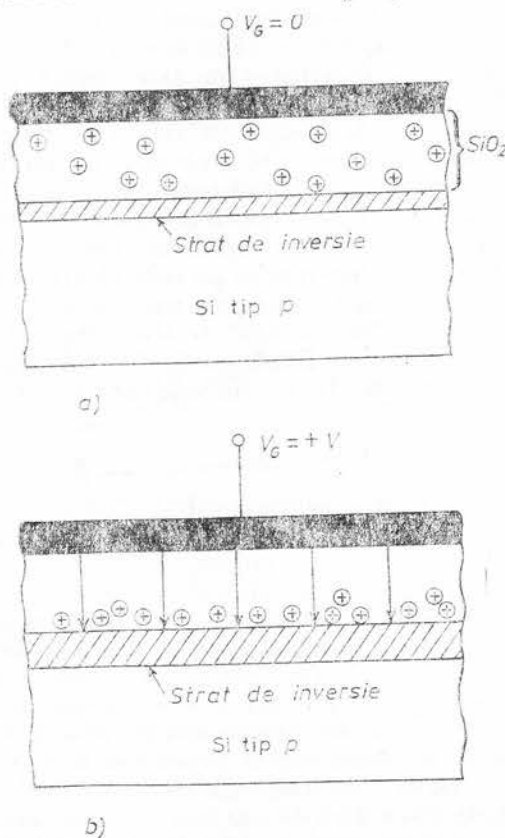


Fig. 5.33. — Deplasarea ionilor mobili în bioxidul de siliciu sub influenţa cîmpului electric : *a* — distribuţia înainte de aplicarea unei tensiuni pe poartă ; *b* — distribuţia finală după aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă.

conduce la creşterea sarcinii din stratul de acumulare [20]. În general dacă stratul de oxid al structurii MOS este contaminat cu ioni de sodiu, ori alţi ioni pozitivi, aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă va conduce la deplasarea tensiunii de bandă plată spre valori negative, pe cînd aplicarea unei tensiuni negative pe poartă va conduce la o deplasare a tensiunii de bandă plată spre valori pozitive.

Dacă se măsoară conductanța de suprafață pentru un puls de tensiune aplicat pe poartă, ca în figura 5.34*a*, aceasta variază în timp ca în figura 5.34*b*. Creșterea conductanței de suprafață se datorează creșterii numărului purtătorilor de sarcină liberi la suprafața semiconductorului ca urmare a deplasării ionilor mobili în stratul de oxid, așa cum am observat mai sus. Conductanța atinge o valoare de saturație care se păstrează și după ce tensiunea aplicată pe poartă se aduce la valoarea zero. Numai aplicarea unei tensiuni negative pe poartă ar putea readuce conductanța de suprafață la valoarea inițială, prin deplasarea ionilor mobili de la interfața siliciu-bioxid de siliciu înapoi în volumul stratului de oxid. În condiții date ionii se mișcă liber prin stratul de oxid, dar nu pot pătrunde în siliciu. Siliciul se comportă ca un electrod polarizat într-o soluție electrolitică. În final (fig. 5.33*b*) ionii sînt distribuiți într-un strat de cîțiva Å lîngă interfața Si—SiO_2. Cîmpul intens de dipol, dintre electronii din stratul de inversie din siliciu și ionii pozitivi din oxid micșorează bariera Si—SiO_2, și deci pragul fotoemisiei [21]. Interesant este faptul că electronii din siliciu nu tunelează pentru a recombina cu ionii de natriu aflați în vecinătate. Așa cum se observă în figura 5.35 nivelul energetic al stării libere a Na^+ pe care s-ar putea fixa un electron se află cu cîțiva eV deasupra unui electron din banda de conducție a siliciului. Această diferență mare dintre nivelele energetice permite electronilor și ionilor să coexiste foarte aproape unii față de alții fără să recombine. De fapt s-a observat că chiar dacă se injectează electroni în SiO_2 aceștia nu sînt captați de către ionii de natriu, la temperatura camerei [22]. Studii detaliate asupra ionilor mobili din SiO_2 s-au făcut în ultimul timp pe baza curenților ionici termostimulați [23—24]. În multe cazuri distribuția ionilor pe suprafață nu este uniformă. Există regiuni cu concentrație mare separate de regiuni cu concentrație mică. Aceasta s-a observat din măsurători de caracteristici $C-V$, precum și din măsurători de fotoemisie folosind un spot de lumină mobil [24]. Efectul distribuției neuniforme a ionilor asupra caracteristicii C-V a structurii MOS este ilustrată în figura 5.36. Se trasează inițial caracteristica C-V a structurii. Apoi se aplică o tensiune la o anumită temperatură care cauzează deplasarea ionilor mobili în stratul de oxid către interfață. Se măsoară din nou caracteristica C-V. Dacă distribuția laterală a ionilor este uniformă, curba C-V este deplasată față de cea inițială de-a lungul axei tensiunilor cu o cantitate ΔV proporțională cu concentrația ionilor. Dacă distribuția ionilor este neuniformă curba C-V finală nu numai că este deplasată față de cea inițială, dar are

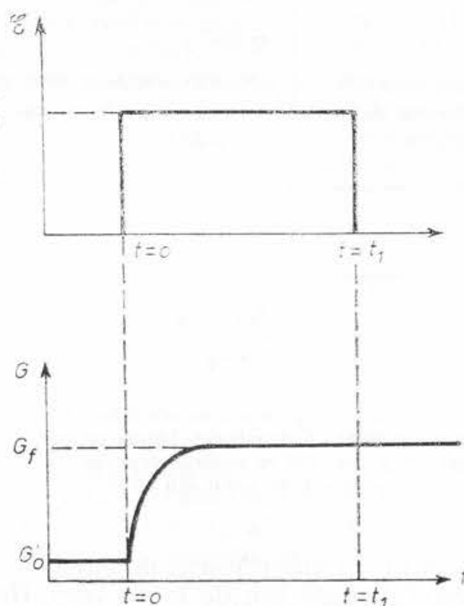


Fig. 5.34. — Conductanța superficială indusă de către deplasarea ionilor sub influența cîmpului electric în stratul de oxid.

și altă formă. Panta curbei finale în regiunea de tranziție este mai mică decît a curbei inițiale. Ea poate fi considerată ca o superpoziție de capacități ale unor elemente mici, tensiunea de bandă plată variind de la un element

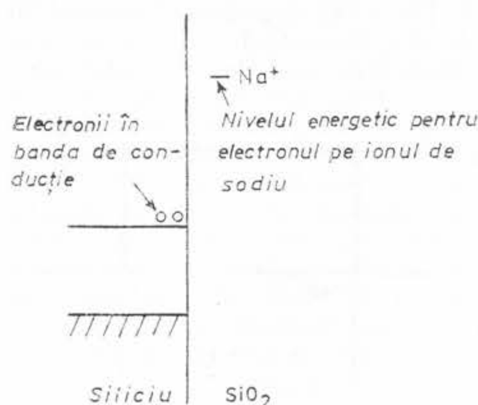
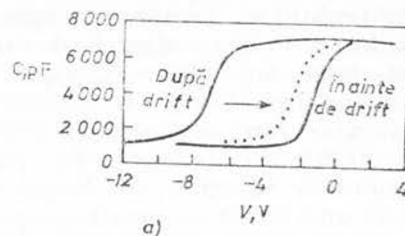


Fig. 5.35. — Reprezentarea nivelelor energetice pentru electronii din banda de conducție a siliciului și pentru electronul de pe ionul de sodiu din oxid.



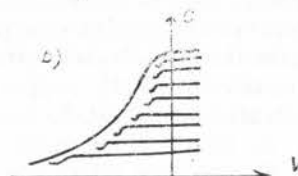


Fig. 5.36. — Curba $C = f(V)$: *a* — înainte și după tratamentul termic în prezența unei tensiuni aplicate; *b* — ilustrarea deformării curbei $C - V$ datorată neuniformităților laterale.

la altul. În măsurătorile de fotoemisie cu spot mobil, lumina de la o sursă convențională sau de la un laser He-Ne este focalizată într-un sport mic și se folosește pentru excitarea fotoemisiei interne a electronilor din siliciu în SiO_2. Deplasînd spotul pe probă s-a găsit că fotocurentul este funcție de poziție.

Bioxidul de siliciu conține, de asemenea, capcane atît pentru electroni cît și pentru goluri a căror efecte se suprapun peste efectele date de ionii mobili și stările (capcanele) de suprafață.

Efectele cîmpului electric induse de deplasarea ionilor mobili pot fi micșorate pe mai multe căi, pe care le vom expune în cele ce urmează. Întîi, trebuie luate toate măsurile de curățenie pentru eliminarea contaminării cu ioni de sodiu în timpul procesului de preparare a structurii. Tubul de cuarț în care se face oxidarea trebuie curățit în prealabil folosind un amestec de oxigen uscat și hydrogen chloride [25]. S-a observat, de asemenea că se micșorează concentrația de ioni de sodiu dacă în timpul procesului de oxidare se introduce în atmosfera de oxigen uscat o cantitate mică de hydrogen chloride. În plus, acest proces conduce la pasivarea stratului de oxid față de instabilitatea ionilor, care ar putea fi determinată de depunerea ulterioară a metalelor pentru poartă și contacte ohmice. După creșterea stratului de oxid acesta poate fi contaminat cu ioni de sodiu în timpul depunerii stratului de fotorezist care conține în mod uzual ioni de sodiu. De aceea, după ce are loc operația de fotolitografie și se îndepărtează stratul de fotorezist oxidul trebuie curățit chimic și să se îndepărteze din el un strat de $50 \div 150$ Å din porțiunea care a venit în contact cu fotorezistul și care ar fi contaminată cu sodiu. Acest procedeu este necesar în cazul cînd oxidul de poartă vine în contact cu fotorezistul în timpul procesului de fabricare a structurii, deoarece sînt cazuri cînd se folosește drept mască metalul de poartă (de exemplu, molibdenul). O altă cale de a micșora efec-

tele ionilor este micșorarea mobilității acestora în izolatorul porții. Aceasta se poate realiza prin depunerea unui strat de sticlă dopată cu fosfor peste stratul de oxid al porții, crescut termic, sau prin folosirea de strate dielectrice duble de tipul SiO_2-Si_3N_4 și SiO_2-Al_2O_3 ca izolator al porții. Ionii de sodiu sînt mai solubili în sticla dopată cu fosfor decît în stratul de oxid și sînt „captați" de către stratul de sticlă împiedicîndu-se deplasarea lor sub influența cîmpului electric. Același rol îl joacă straturile de Si_3N_4 sau Al_2O_3. În plus, aceste din urmă au constantă dielectrică mai mare decît a bioxidului de siliciu, ceea ce înseamnează că stratul dublu de SiO_2-Si_3N_4 sau SiO_2-Al_2O_3 este echivalent din punct de vedere electric cu un strat mai subțire de oxid. Aceasta are avantaje în tranzistorul cu efect de cîmp : reducerea tensiunii de prag, reducerea variației tensiunii de prag cu tensiunea substrat-sursă (efectul sursă-volum) și creșterea factorului de amplificare, β. În circuitele MOS integrate stratul de SiO_2 este de 600Å iar cel de Si_3N_4 de 400Å.

5.5. Stratul de inversiune. Efectele temperaturii și luminii asupra stratului de inversiune. Conductanța canalului

A. *Efectele temperaturii și iluminării*

La inversie puternică circuitul echivalent al structurii MOS arată ca în figura 5.36, unde C_i este capacitatea izolatorului, C_D — capacitatea stratului de deflexie, R_d — rezistența asociată purtătorilor minoritari care difuzează în volum prin regiunea de deflexie către suprafața semiconductorului în contact cu izolatorul, R_{gD} — rezistența asociată cu recombinarea și generarea purtătorilor în stratul de deflexie, R_s — rezistența asociată purtătorilor majoritari care se deplasează din volum către suprafață, adică cu golurile care trec din banda de valență și electronii care trec din banda de conducție pe stările de suprafață. Se cunoaște din teoria fenomenelor de transport că $(1/R_d) \sim n_i^2 \sim \exp(-E_g/kT)$ iar, cînd domină procesele de combinare, $1/R_{gD} \sim n_i \sim \exp(-E_g/2kT)$. Conductanța G a structurii MOS se saturează în regiunea de inversie puternică (la tensiuni negative) unde are valoarea $(1/R_d)+(1/R_{gD})+(1/R_s)$ (fig. 5.37 *a*) [26]. Variația cu temperatura a conductanței în regiunea de inversie puternică este reprezentată în figura 5.37 *b*, pe baza rezultatelor din figura 5.37 *a*. Se observă că G prezintă două pante distincte : o pantă cu energia de activare de 0,56eV pînă la 140°C ceea ce arată că în acest domeniu, $G \simeq 1/R_{gD}$, adică domină procesele de recombinare; peste 140°C, panta corespunde unei energii de activare de 1,17eV, ceea ce arată că în acest domeniu domină procesele de difuzie, $G \simeq 1/R_d$. Această pantă se obține din dreapta (c) determinată prin scăderea contribuției generării sarcinii din conductanța totală. În prezența luminii, cu creșterea intensității acesteia, capacitanța în regiunea de inversie puternică se apropie de valoarea sa la frecvențe joase, așa cum se observă în figura 5.38, unde se reprezintă capacitatea normată măsurată la 100kHz în funcție de tensiunea aplicată pentru diverse intensități ale luminii. Iluminarea determină creșterea concentrației purtătorilor de sarcină în stratul de inversie ceea ce conduce pe de o parte la micșorarea constantei de timp a generării purtătorilor minoritari în strat iar pe de altă parte la micșorarea potețialului de suprafață și creșterea corespunzătoare a capacității [27].

și altă formă. Panta curbei finale în regiunea de tranziție este mai mică decît a curbei inițiale. Ea poate fi considerată ca o superpoziție de capacități ale unor elemente mici, tensiunea de bandă plată variind de la un element

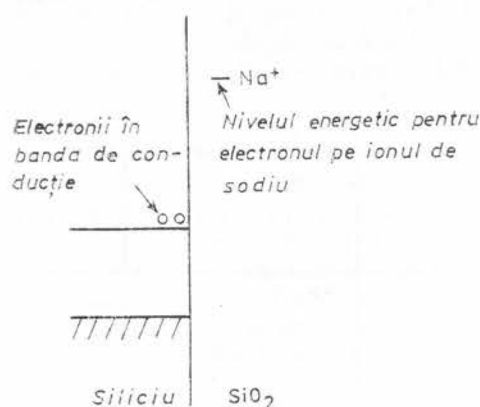
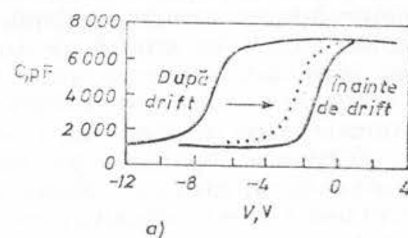


Fig. 5.35. — Reprezentarea nivelelor energetice pentru electronii din banda de conducție a siliciului și pentru electronul de pe ionul de sodiu din oxid.



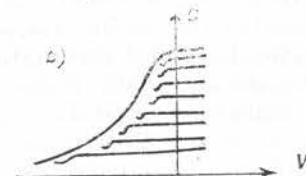


Fig. 5.36. — Curba $C = f(V)$: *a* — înainte și după tratamentul termic în prezența unei tensiuni aplicate; *b* — ilustrarea deformării curbei $C - V$ datorată neuniformităților laterale.

la altul. În măsurătorile de fotoemisie cu spot mobil, lumina de la o sursă convențională sau de la un laser He-Ne este focalizată într-un sport mic și se folosește pentru excitarea fotoemisiei interne a electronilor din siliciu în SiO_2. Deplasînd spotul pe probă s-a găsit că fotocurentul este funcție de poziție.

Bioxidul de siliciu conține, de asemenea, capcane atît pentru electroni cît și pentru goluri a căror efecte se suprapun peste efectele date de ionii mobili și stările (capcanele) de suprafață.

Efectele cîmpului electric induse de deplasarea ionilor mobili pot fi micșorate pe mai multe căi, pe care le vom expune în cele ce urmează. Întîi, trebuie luate toate măsurile de curățenie pentru eliminarea contaminării cu ioni de sodiu în timpul procesului de preparare a structurii. Tubul de cuarț în care se face oxidarea trebuie curățit în prealabil folosind un amestec de oxigen uscat și hydrogen chloride [25]. S-a observat, de asemenea că se micșorează concentrația de ioni de sodiu dacă în timpul procesului de oxidare se introduce în atmosfera de oxigen uscat o cantitate mică de hydrogen chloride. În plus, acest proces conduce la pasivarea stratului de oxid față de instabilitatea ionilor, care ar putea fi determinată de depunerea ulterioară a metalelor pentru poartă și contacte ohmice. După creșterea stratului de oxid acesta poate fi contaminat cu ioni de sodiu în timpul depunerii stratului de fotorezist care conține în mod uzual ioni de sodiu. De aceea, după ce are loc operația de fotolitografie și se îndepărtează stratul de fotorezist oxidul trebuie curățit chimic și să se îndepărteze din el un strat de $50 \div 150$ Å din porțiunea care a venit în contact cu fotorezistul și care ar fi contaminată cu sodiu. Acest procedeu este necesar în cazul cînd oxidul de poartă vine în contact cu fotorezistul în timpul procesului de fabricare a structurii, deoarece sînt cazuri cînd se folosește drept mască metalul de poartă (de exemplu, molibdenul). O altă cale de a micșora efec-

tele ionilor este micşorarea mobilităţii acestora în izolatorul porţii. Aceasta se poate realiza prin depunerea unui strat de sticlă dopată cu fosfor peste stratul de oxid al porţii, crescut termic, sau prin folosirea de strate dielectrice duble de tipul SiO_2-Si_3N_4 şi SiO_2-Al_2O_3 ca izolator al porţii. Ionii de sodiu sînt mai solubili în sticla dopată cu fosfor decît în stratul de oxid şi sînt „captaţi" de către stratul de sticlă împiedicîndu-se deplasarea lor sub influenţa cîmpului electric. Acelaşi rol îl joacă straturile de Si_3N_4 sau Al_2O_3. În plus, acestea din urmă au constantă dielectrică mai mare decît a bioxidului de siliciu, ceea ce înseamnează că stratul dublu de SiO_2-Si_3N_4 sau SiO_2-Al_2O_3 este echivalent din punct de vedere electric cu un strat mai subţire de oxid. Aceasta are avantaje în tranzistorul cu efect de cîmp : reducerea tensiunii de prag, reducerea variaţiei tensiunii de prag cu tensiunea substrat-sursă (efectul sursă-volum) şi creşterea factorului de amplificare, β. În circuitele MOS integrate stratul de SiO_2 este de 600Å iar cel de Si_3N_4 de 400Å.

5.5. Stratul de inversiune. Efectele temperaturii şi luminii asupra stratului de inversiune. Conductanţa canalului

A. *Efectele temperaturii şi iluminării*

La inversie puternică circuitul echivalent al structurii MOS arată ca în figura 5.36, unde C_i este capacitatea izolatorului, C_D — capacitatea stratului de deflexie, R_d — rezistenţa asociată purtătorilor minoritari care difuzează în volum prin regiunea de deflexie către suprafaţa semiconductorului în contact cu izolatorul, R_{gD} — rezistenţa asociată cu recombinarea şi generarea purtătorilor în stratul de deflexie, R_s — rezistenţa asociată purtătorilor majoritari care se deplasează din volum către suprafaţă, adică cu golurile care trec din banda de valenţă şi electronii care trec din banda de conducţie pe stările de suprafaţă. Se cunoaşte din teoria fenomenelor de transport că $(1/R_d) \sim n_i^2 \sim \exp(-E_g/kT)$ iar, cînd domină procesele de combinare, $1/R_{gD} \sim n_i \sim \exp(-E_g/2kT)$. Conductanţa G a structurii MOS se saturează în regiunea de inversie puternică (la tensiuni negative) unde are valoarea $(1/R_d)+(1/R_{gD})+(1/R_s)$ (fig. 5.37 *a*) [26]. Variaţia cu temperatura a conductanţei în regiunea de inversie puternică este reprezentată în figura 5.37 *b*, pe baza rezultatelor din figura 5.37 *a*. Se observă că G prezintă două pante distincte : o pantă cu energia de activare de 0,56eV pînă la 140°C ceea ce arată că în acest domeniu, $G \simeq 1/R_{gD}$, adică domină procesele de recombinare; peste 140°C, panta corespunde unei energii de activare de 1,17eV, ceea ce arată că în acest domeniu domină procesele de difuzie, $G \simeq 1/R_d$. Această pantă se obţine din dreapta (c) determinată prin scăderea contribuţiei generării sarcinii din conductanţa totală. În prezenţa luminii, cu creşterea intensităţii acesteia, capacitanţa în regiunea de inversie puternică se apropie de valoarea sa la frecvenţe joase, aşa cum se observă în figura 5.38, unde se reprezintă capacitatea normată măsurată la 100kHz în funcţie de tensiunea aplicată pentru diverse intensităţi ale luminii. Iluminarea determină creşterea concentraţiei purtătorilor de sarcină în stratul de inversie ceea ce conduce pe de o parte la micşorarea constantei de timp a generării purtătorilor minoritari în strat iar pe de altă parte la micşorarea poteţialului de suprafaţă şi creşterea corespunzătoare a capacităţii [27].

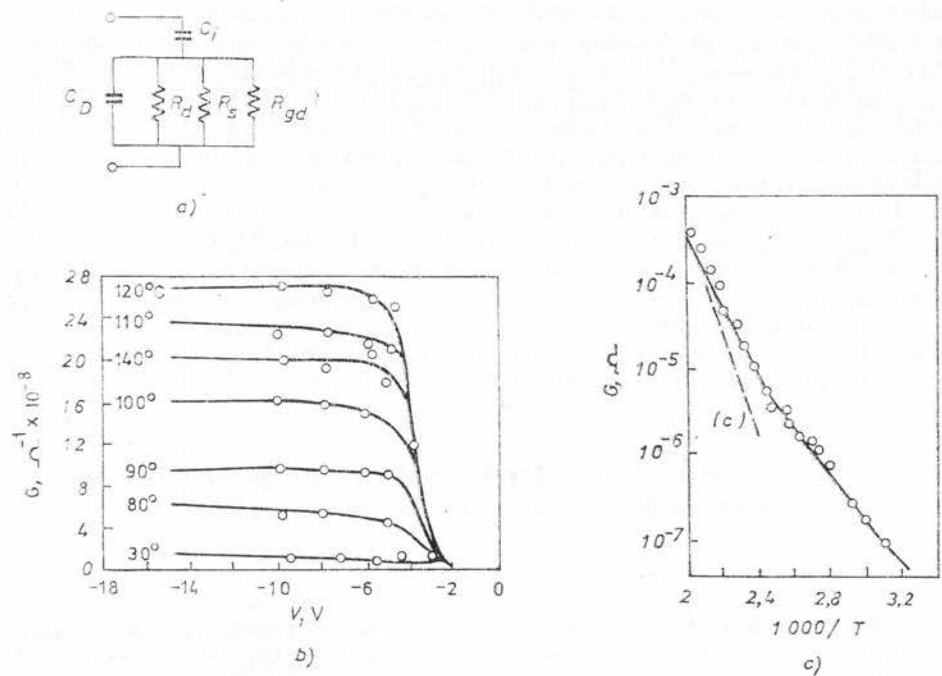


Fig. 5.37. — Circuitul echivalent al structurii MOS la inversie puternică (*a*), conductanța în funcție de tensiune la diverse temperaturi (*b*), conductanța în funcție de $1\,000/T$(*c*).

B. *Conductanța canalului*

Stratul de inversie constituie un canal la suprafața semiconductorului care vine în contact cu poarta. Prin efect canal are loc procesul de conducție în tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață, așa cum vom vedea în paragraful care urmează. Tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață cu canal de tip n (fig. 5.39) este alcătuit dintr-un substrat de siliciu de tip p în care s-au realizat prin difuzie sau implantare de ioni, două regiuni n^+ numite sursă și drenă. Pentru o anumită valoare a tensiunii pozitive aplicată pe poartă, în semiconductorul de tip p apare un strat de inversiune între cele două regiuni n^+, numit canal. Notînd cu L lungimea și cu Z lărgimea canalului, conductanța acestuia se scrie

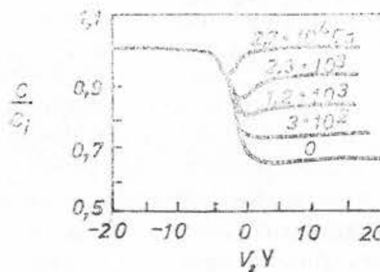


Fig. 5.38. — Efectul iluminării asupra caracteristicii $C-V$.

$$g = \frac{Z}{L}\int_0^{x_i} \sigma(x)\mathrm{d}x, \qquad (5.17)$$

unde x_i este adîncimea canalului, adică grosimea stratului de inversiune; la $x = x_i$ semiconductorul este intrinsec (are loc trecerea de la conducția de tip n la conducția de tip p). În canalul de tip n, concentrația electro-

nilor, $n(x)$, este mult mai mare decît concentrația golurilor, $p(x)$, astfel că

$$\sigma(x) \simeq q n(x)\, \mu_n(x), \tag{5.18}$$

unde $\mu_n(x)$ este mobilitatea electronilor. Conductanța canalului se scrie

$$g = \frac{Z}{L} \mu_{ef} \, | Q_n |, \tag{5.19}$$

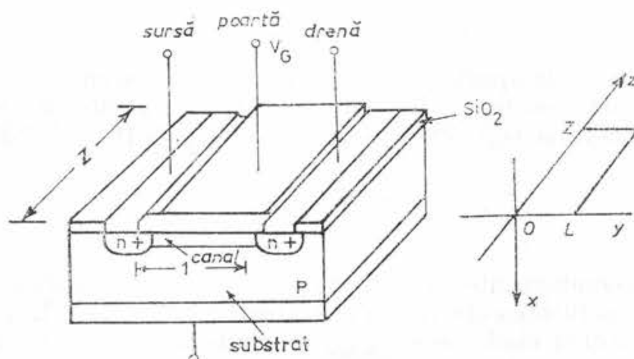


Fig. 5.39. — Tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață cu canal de tip *n*.

unde Q_n este sarcina din stratul de inversiune, pe unitatea de arie, iar μ_{ef} — mobilitatea efectivă

$$\mu_{ef} = \frac{q\int_0^{x_i} \mu_n(x) n(x)\, \mathrm{d}x}{|Q_n|}, \tag{5.20}$$

μ_{ef} este diferită de mobilitatea din volum, datorită împrăștierii purtătorilor la suprafață și diferenței dintre concentrația impurităților în volum și lîngă suprafață, apărută ca urmare a tratamentului termic

$$\frac{1}{\mu_{ef}} = \frac{1}{\mu_r} + \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_s}, \tag{5.21}$$

unde μ_r este mobilitatea datorată împrăștierii pe rețea, μ_i — mobilitatea datorată împrăștierii pe impurități iar μ_s — mobilitatea datorată împrăștierii difuze pe suprafață. Aceasta din urmă a fost studiată de Schrieffer [28] și alți autori [29]. Experiența arată că mobilitatea purtătorilor de sarcină se păstrează constantă pentru un interval de variație a tensiunii pe poartă pînă la un cîmp de aproximativ 10^5V/cm, iar peste această valoare începe să scadă cu creșterea tensiunii de poartă datorită creșterii influenței împrăștierii pe suprafață. $\mathscr{E}_s = Q_s/\varepsilon_s$ și Q_s este sarcina totală pe unitatea de arie indusă în semiconductor. Se poate scrie $Q_n = Q_s - Q_B$, unde Q_B este sarcina din stratul de deflexie a cărui grosime are valoarea W_m la inversie puternică. Tensiunea de poartă $V_G = V_0 + \psi_s$ unde V_0 este căderea de

tensiune pe stratul de oxid. Se mai poate scrie $V_0 = -Q_s/C_0$ şi prin urmare [30]

$$V_G = -\frac{Q_s}{C_0} + \psi_s. \tag{5.22}$$

Valoarea tensiunii de poartă la care apare inversia puternică se numeşte tensiune de prag sau de deschidere şi se notează cu V_P. Ea are valoarea

$$V_P = -\frac{Q_B}{C_0} + \psi_{s(\text{inv})} \tag{5.23}$$

(Se înţelege că pînă la apariţia stratului de inversie sarcina indusă în semiconductor de către tensiunea de poartă este cea din stratul de deflexie care are valoarea maximă Q_B). Prin urmare, ecuaţia (5.19) se poate scrie

$$g = -\frac{Z}{L}\mu_{ef}C_0(V_G - V_P). \tag{5.24}$$

Din măsurarea conductanţei, a capacităţii şi a tensiunilor aplicate pe poartă se determină mobilitatea efectivă a purtătorilor de sarcină. Expresia (5.24) este valabilă atunci cînd căderea de tensiune între cele două regiuni n^+ este mică în comparaţie cu $V_G - V_P$.

5.6. Efectele radiaţiilor

În structura MIS iradiată cu electroni, raze X sau raze γ s-a observat formarea în stratul de bioxid de siliciu a unei sarcini spaţiale pozitive [31]. Radiaţia generează în izolator perechi electron-gol. În absenţa unui cîmp electric electronii şi golurile recombină şi nu se obţine nici o sarcină netă în oxid ca urmare a iradierii. Dacă se aplică o tensiune pozitivă pe poartă în timpul iradierii, electronii şi golurile se separă. Electronii se deplasează spre electrodul porţii iar golurile se deplasează spre interfaţa siliciu-bioxid de siliciu. Datorită barierei de potenţial electronii din siliciu nu pot trece în SiO_2 pentru a compensa sarcina golurilor sosite la interfaţă astfel că acestea din urmă sînt captate pe capcane la interfaţă şi rezultă o sarcină pozitivă care creşte (fig. 5.40) pînă cînd tensiunea totală aplicată cade pe această regiune de sarcină spaţială, în restul stratului de oxid cîmpul electric devenind egal cu zero. Aceasta este situaţia finală de stare staţionară [32]. S-a arătat că sarcina acumulată depinde de doza Δ de radiaţie după o relaţie de forma $1-\exp(\text{const.}\ \Delta)$. S-a arătat, de asemenea, că sarcina acumulată creşte liniar cu tensiunea aplicată şi depinde de doza totală absorbită şi nu de rata cu care este administrată această doză. Iradierea are ca efect deplasarea caracteristicilor C-V pe axa tensiunilor (fig. 5.41).

5.7. Caracteristicile curent-tensiune ale tranzistorului MOS

În figura 5.42 se arată polarizarea tranzistorului MOS cu canal de tip n în condiţii normale de lucru. V_D şi V_G sînt tensiunile aplicate la electrozii drenă şi, respectiv, poartă. Diferenţa de potenţial dintre electrodul

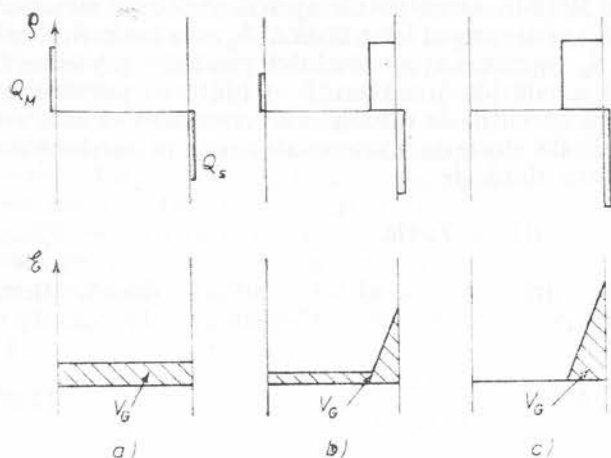


Fig. 5.40. — Creşterea sarcinii pozitive ca urmare a iradierii la interfaţa Si-SiO_2.

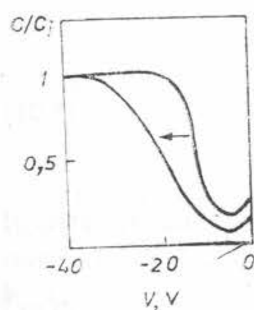


Fig. 5.41. — Deplasarea caracteristicii C-V în urma iradierii.

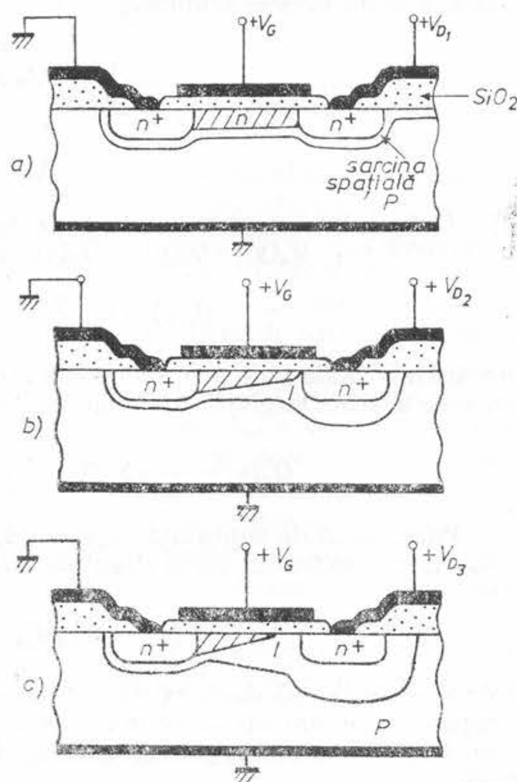


Fig. 5.42. — Variaţia dimensiunilor canalului cu creşterea tensiunii de drenă: *a* — regiunea liniară, *b* — apariţia saturaţiei; *c* — tranzistorul în regim de saturaţie.

drenă şi electrodul poartă este ceva mai mică decît diferenţa de potenţial dintre electrodul poartă şi electrodul sursă. Ca urmare, intensitatea cîmpului electric în direcţia x în izolatorul porţii va descreşte cu creşterea lui y de la O(sursă) la L(drenă), iar conductanţa canalului în apropierea sursei este mai mare decît în apropierea drenei. Vom deduce caracteristicile curent-

tensiune ale tranzistorului MOS în următoarele aproximații: (a) structura MOS este considerată ideală: (b) cîmpul longitudinal $\mathcal{E}_y$ este mult mai mic decît cîmpul transversal $\mathcal{E}_x$ (aproximația canalului gradat); (c) se neglijează curentul invers; (d) se consideră constantă mobilitatea purtătorilor de sarcină; (e) se neglijează curentul de difuzie și se consideră că este respectată condiția de neutralitate electrică. Căderea de tensiune pe o secțiune elementară a canalului este dată de

$$\mathrm{d}V = I_D \mathrm{d}R, \tag{5.25}$$

unde I_D este curentul care curge prin canal între sursă și drenă, numit curent de drenă, iar rezistența diferențială a elementului $\mathrm{d}y$ considerat este dată de expresia

$$\mathrm{d}R = -\frac{\mathrm{d}y}{Q_n(y)\mu_n L}. \tag{5.26}$$

Substituind relația (5.26) în (5.25) valoarea curentului de drenă se obține integrînd această expresie pe lungimea canalului de la $y = 0$ (unde $V = 0$) la $y = L$(unde $V = V_D$).

$$I_D = \frac{\int_{V=0}^{V=V_D} Q_n(y)\mu_n Z \mathrm{d}V}{\int_{y=0}^{y=L} \mathrm{d}y}. \tag{5.27}$$

După cum s-a observat în paragraful anterior, sarcina din stratul de inversiune, $Q_n(y) = Q_s(y) - Q_B(y)$ unde

$$Q_s(y) = [-V_G + \psi_s(y)]\, C_0 \tag{5.28}$$

este sarcina totală indusă în semiconductor. Sarcina Q_B din stratul de deflexie, care a atins lărgimea maximă W_m, este dată de expresia

$$Q_B(y) = -qN_a W_m = -\sqrt{2\varepsilon_s q N_a \psi_s(y)}\,. \tag{5.29}$$

Potențialul de suprafață $\psi_s(y) = 2\psi_B + V(y)$, unde $V(y)$ este tensiunea dintre electrodul sursă (legat la masă) și punctul y. Ca atare

$$Q_n(y) = -[V_G - V(y) - 2\psi_B]C_0 + \sqrt{2\varepsilon_s q N_a [V(y) + 2\psi_B]}. \tag{5.30}$$

Trebuie observat că dacă există o tensiune de bandă plată, V_{BP}, atunci în expresiile de mai sus V_G se înlocuiește cu $V_G - V_{BP}$. Substituind relația (5.30) în (5.27) și efectuînd integrala se obține relația curent-tensiune de drenă.

$$I_D = \frac{Z}{L}\mu_n C_0 \left\{\left[V_G - 2\psi_B - \frac{V_D}{2}\right] V_D - \frac{2}{3}\frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_a}}{C_0}\left[(V_D + 2\psi_B)^{3/2} - (2\psi_B)^{3/2}\right]\right\}. \tag{5.31}$$

Caracteristicile $I_D = f(V_D)$ cu V_G ca parametru sînt reprezentate în figura 5.43. Linia întreruptă indică locul geometric al tensiunii de drenă ($V_{D\,sat}$) la care curentul se saturează. Se observă pe caracterisicile curent-tensiune la început o regiune liniară şi apoi o regiune de saturaţie. În regiunea liniară canalul se comportă ca o rezistenţă şi curentul de drenă I_D este direct proporţional cu tensiunea de drenă V_D. Situaţia este valabilă în cazul cînd V_D are valoare mică ($V_D \ll 2\psi_B$) şi ecuaţia (5.31) se reduce la

$$I_D \simeq \frac{Z}{L}\mu_n C_0\left[(V_G - V_P)V_D - \frac{V_D^2}{2}\right]. \quad (5.32)$$

Pentru $V_D \ll V_G - V_P$ se obţine

$$I_D \simeq \frac{Z}{L}\mu_n C_0(V_G - V_P)V_D, \quad (5.33)$$

unde

$$V_P = 2\psi_B + \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_a(2\psi_B)}}{C_0} \quad (5.34)$$

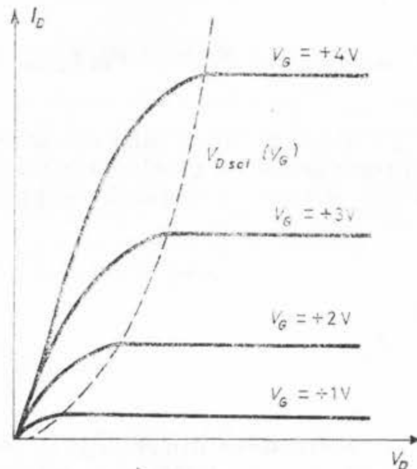


Fig. 5.43. — Caracteristicile de drenă ale tranzistorului MOS.

se numeşte tensiune de prag sau de deschidere a canalului. Cu creşterea tensiunii de drenă se atinge o valoare a lui V_D la care adîncimea x_i a canalului la $y = L$ se reduce la zero şi canalul se închide. În figura 5.42*b* punctul de închidere s-a notat cu *I*. Tensiunea de închidere se notează $V_{D\,sat}$ (se numeşte tensiune de saturaţie) şi pentru $V_D > V_{D\,sat}$ curentul de drenă rămîne constant. Cu creşterea lui V_D peste valoarea de saturaţie punctul *I* se deplasează de la sursă către drenă, lungimea canalului se micşorează (fig. 5.42*c*) şi creşte lărgimea regiunii de sarcină spaţială (deflexie) în jurul drenei. În acest caz purtătorii majoritari din canalul *n* vor fi injectaţi în regiunea de sarcină spaţială unde sînt colectaţi de către drenă în acelaşi fel în care sînt colectaţi de către colectorul tranzistorului cu joncţiuni purtătorii injectaţi de la emitor. Tensiunea în punctul *I* păstrează valoarea $V_{D\,sat}$ (surplusul de tensiune, $V_D - V_{D\,sat}$, cade pe regiunea de sarcină spaţială), astfel că în punctul *I* ajung de la sursă acelaşi număr de purtători şi curentul I_D păstrează o valoare constantă pentru $V_D > V_{D\,sat}$. Pentru a găsi relaţia curent-tensiune în regiunea de saturaţie evaluăm valoarea tensiunii de saturaţie $V_{D\,sat}$ din relaţia (5.30) punînd condiţia $Q_n(L) = 0$. Se obţine

$$V_{D\,sat} + \frac{1}{C_0}\sqrt{2\varepsilon_s q N_a(V_{D\,sat} + 2\psi_B)} + 2\psi_B - V_G = 0$$

şi rezolvînd ecuaţia

$$V_{D\,sat} = V_G - 2\psi_B + \frac{\varepsilon_s q N_a}{C_0^2}\left[1 - \sqrt{1 + \frac{2C_0^2 V_G}{\varepsilon_s q N_a}}\right]. \quad (5.35)$$

Introducînd relația (5.35) în (5.31) se obține valoarea curentului de saturație

$$I_{D\,sat} = \frac{Z\mu_n C_0}{6L} V_r^2, \tag{5.36}$$

$$V_r^2 \equiv (V_{D\,sat} + 2\psi_B)^2 + V_G(V_{D\,sat} + 2\psi_B) - 12\psi_B \left(V_G - \psi_B - \frac{4\sqrt{\varepsilon_s q N_a \psi_B}}{3C_i} \right).$$

Pentru valori mici ale grosimii, d, a stratului de oxid $(C_0 = \varepsilon_i/d)$ în comparație cu grosimea regiunii sarcinii spațiale (substratul slab dopat) $V_{D\,sat}$ capătă o expresie simplă

$$V_{D\,sat} \simeq V_G - V_P'; \quad V_P' = 2\psi_B + \frac{\sqrt{2q\varepsilon_s N_a V_G}}{C_0}$$

și

$$I_{D\,sat} \simeq \frac{Z}{2L} \mu_n C_0 V_{D\,sat}^2. \tag{5.36'}$$

Se observă din ecuația (5.36) că $I_{D\,sat}$ depinde de pătratul tensiunii de poartă, V_G. Se definește conductanța canalului

$$g = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{const.}} \tag{5.37}$$

și conductanța mutuală sau de transfer

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const.}} \tag{5.38}$$

În regiunea liniară acestea sînt date de următoarele expresii :

$$g = \frac{Z}{L} \mu_n C_0 (V_G - V_T),$$

$$g_m = \frac{Z}{L} \mu_n C_0 V_D. \tag{5.39}$$

În regiunea de saturație conductanța mutuală este dată de expresia

$$g_{m\,sat} = \frac{Z}{L} \mu_n C_0 (V_G - V_P'). \tag{5.40}$$

5.8. Regiunea de saturație

În general la tensiuni de drenă mai mari decît valoarea de închidere $V_{D\,sat}$ curentul I_D nu se saturează așa cum arată teoria simplificată prezentată în paragraful anterior. Aceasta se poate datora la trei cauze : (1) modu-

larea lungimii canalului de către întinderea regiunii de sarcină spațială de la drenă; (2) reacția electrostatică a cîmpului de drenă asupra canalului; (3)curgerea unui curent limitat de sarcină spațială între sursă și drenă după ce a avut loc expansiunea regiunii spațiale de la drenă și închiderea canalului. Vom discuta pe rînd aceste cauze.

1. *Efectul expansiunii regiunii de sarcină spațială de la drenă*

Am amintit că cu creșterea tensiunii de drenă peste valoarea $V_{D\,sat}$, de închidere a canalului, crește lărgimea regiunii de sarcină spațială a drenei și se îngustează lungimea canalului.Notăm cu ΔL micșorarea lungimii canalului. Curentul de drenă va fi independent de tensiunea de drenă atîta timp cît $\Delta L \ll L$. Îndată ce ΔL devine comparabil cu L rezistența canalului, scăzînd cu scăderea lungimii sale, va conduce la creșterea curentului de drenă cu creșterea tensiunii de drenă. Se poate scrie [13]

$$I'_{D\,sat} \simeq \frac{I_{D\,sat}}{1 - (\Delta L/L)}, \tag{5.41}$$

unde $I_{D\,sat}$ este curentul de drenă în condiții de saturație. ΔL este lărgimea regiunii de sarcină spațială a drenei și poate fi scrisă

$$\Delta L \simeq \left[\frac{2\varepsilon_s(V_D - V_{D\,sat})}{qN_a}\right]^{1/2}. \tag{5.42}$$

Se neglijează dependența lui ΔL de sarcina de la interfața oxid-semiconductor și de tensiunea aplicată pe poartă. Conductanța canalului se scrie

$$g_{D\,sat} \equiv \left(\frac{\partial I_{D\,sat}}{\partial V_D}\right) = I_{D\,sat}\frac{\partial}{\partial V_D}\left(1 - \frac{\Delta L}{L}\right)^{-1} = I_{D\,sat}\frac{\partial}{\partial V_D}\left(\frac{L}{L - \Delta L}\right). \tag{5.43}$$

Substituind expresia (5.42) în (5.43) se obține

$$g_{D\,sat} = \frac{I_{D\,sat}\,KL}{2[L - K(V_D - V_{D\,sat})^{1/2}]^2\,(V_D - V_{D\,sat})^{1/2}}, \tag{5.44}$$

unde s-a notat $K = (2\varepsilon_s/qN_A)^{1/2}$ iar $V_{D\,sat}$ este dat de expresia (5.35). Relația de mai sus poate fi rescrisă

$$g_{D\,sat} = \frac{I_{D\,sat}\,K}{2L[1 - (\Delta L/L)]^2\,(V_D - V_{D\,sat})^{1/2}} = \frac{1}{r_{D\,sat}}, \tag{5.45}$$

unde $I_{D\,sat}$ este dat de expresia (5.36) și $r_{D\,sat}$ este rezistența canalului. Se observă din (5.45) că atunci cînd ΔL devine comparabil cu L, rezistența canalului scade foarte rapid cu creșterea lui ΔL. Un rezultat experimental care pune în evidență absența saturației caracteristicilor $I_D = f(V_D)$ este reprezentat în figura 5.44. Notăm că efectul modulării lungimii cana-

lului de către lărgimea stratului de sarcină spațială al drenei este dominant în cazul cînd rezistivitatea substratului semiconductor este mare, adică ΔL se poate modifica semnificativ cu variația V_D.

2. *Reacția electrostatică a cîmpului de drenă asupra canalului*

Acest efect este dominant în structurile cu substratul semiconductor de rezistivitate de valoare medie. La o tensiune de drenă mai mare decît valoarea de închidere a canalului se realizează un cuplaj capacitiv între canal și drenă prin intermediul stratului de sarcină spațială al drenei. Liniile de cîmp electric (fig. 5.45) merg de la drenă la canalul de conducție. Cu creșterea tensiunii de drenă crește intensitatea cîmpului electric între drenă și canal ceea ce conduce la creșterea numărului electronilor din stratul de inversiune (canal) și deci la micșorarea rezistenței acestuia; cu micșorarea lungimii canalului, o porțiune tot mai mare din canal cade sub influența cîmpului de drenă. În acest fel drena funcționează ca un al doilea electrod poartă care controlează conductanța între sursă și drenă. Variația densității de sarcină pe unitatea de arie din canal este dată de expresia

$$\bar{Q} = -\frac{C_{cd}\Delta V_D}{ZL}, \tag{5.46}$$

unde C_{cd} este capacitatea efectivă de cuplaj dintre canal și drenă iar ΔV_D este variația tensiunii de drenă. Pentru $\Delta L \ll L$ se poate considera că cîmpul electric în direcția y a canalului este

$$\bar{\mathcal{E}} = \frac{V_G - V_P}{L} \tag{5.47}$$

și viteza medie de drift al electronilor în canalul de conducție are valoarea

$$\bar{v}_d = \frac{\mu_n(V_G - V_P)}{L}. \tag{5.48}$$

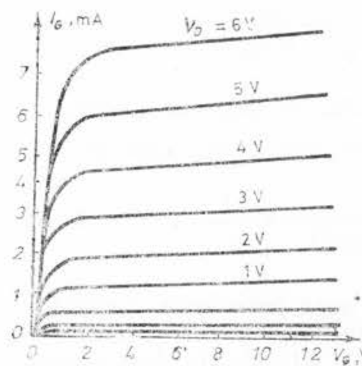


Fig. 5.44. — Caracteristicile reale ale unui tranzistor MOS.

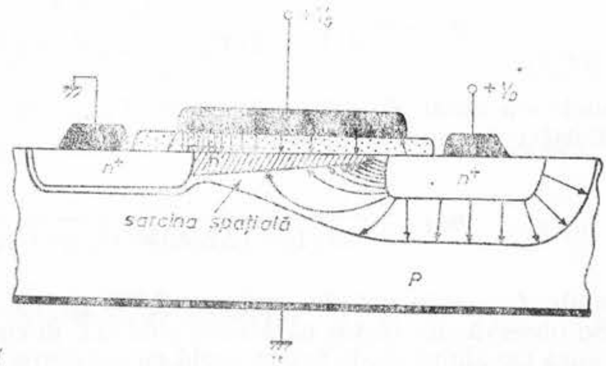


Fig. 5.45. — Reacția electrostatică a drenei asupra canalului.

Pentru o variație ΔV_D a tensiunii de drenă variația curentului total de drenă, $\Delta I_{D\,sat}$ datorată reacției electrostatice este

$$\Delta I_{D\,sat} \simeq \frac{\mu_n C_{cd} \Delta V_D (V_G - V_P)}{L^2} . \tag{5.49}$$

Conductanța canalului în regiunea de saturație, în aceste condiții este dată de expresia

$$g_{D\,sat} \equiv \frac{\partial I_{D\,sat}}{\partial V_D} \simeq \frac{\mu_n C_{cd}(V_G - V_P)}{L^2} . \tag{5.50}$$

Avînd în vedere relația (5.40) pentru conductanța mutuală $g_{m\,sat}$ se obține valoarea

$$\frac{g_{D\,sat}}{g_{m\,sat}} \simeq \frac{C_{cd}}{C_0 Z L} , \tag{5.51}$$

unde C_0 este capacitatea oxidului pe unitatea de arie iar C_0ZL este capacitatea totală a oxidului. Se observă că raportul celor două conductanțe este egal cu raportul dintre capacitatea de cuplaj și capacitatea oxidului. În general capacitatea de cuplaj drenă-canal este mult mai mică decît capacitatea oxidului, astfel că $g_{D\,sat}$ va fi în mod uzual mult mai mică decît $g_{m\,sat}$.

3. *Curentul electric limitat de sarcina spațială*

Dacă rezistivitatea substratului este mare și distanța dintre sursă și drenă este mică atunci, cu creșterea tensiunii de drenă regiunea sarcinii spațiale a drenei se poate extinde pînă la sursă și astfel să dispară canalul de conducție. Aceasta este starea de „perforare" ilustrată în figura 5.46. Presupunînd că joncțiunea p-n drenă-substrat este abruptă tensiunea de drenă la care apare perforarea se obține din (5.42) pentru $\Delta L = L$

$$V_{pf} = V_D - V_{D\,sat} = \frac{L^2 q N_a}{2\varepsilon_s} . \tag{5.52}$$

Concentrația purtătorilor de sarcină liberi în stratul de sarcină spațială este extrem de mică. În această regiune sînt injectați electroni de la sursă și dacă distanța L este suficient de mică ajung la drenă. Cînd timpul, t, de tranzit al electronilor injectați este mai mare decît timpul, τ_D, de relaxare dielectrică, între sursă și drenă curge un curent apreciabil. (Dacă L este foarte mic este posibil ca să aibă loc tunelarea electronilor între sursă și drenă). Electronii injectați crează o sarcină spațială negativă și curentul electric care curge între sursă și drenă este limitat de sarcina spațială. Se obține pentru

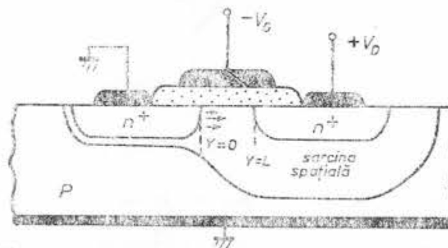


Fig. 5.46. — Tranzistorul MOS în care a avut loc perforarea canalului.

densitatea de curent electric limitat de sarcina spațială expresia

$$I_{ls} \simeq \frac{9\varepsilon_s \mu_n V_D^2}{8L^3} . \qquad (5.53)$$

Diagrama de benzi de energie a structurii în condițiile curgerii curentului electric limitat de sarcina spațială este reprezentată în figura 5.47 (două regiunf n^+ separate printr-o regiune p de rezistivitate mare). Curentul electric limitat de sarcina spațială apare în cazul cînd substratul are rezistivitate mare și lungimea canalului este mică. Pentru tranzistorii MOS cu substratul de rezistivitate mică și lungime mare a canalului, tensiunea de perforare este foarte mare, astfel că înaintea fenomenului de perforare apare la drenă fenomenul de străpungere în avalanșă.

5.9. Circuitul echivalent al tranzistorului MOS. Amplificarea. Funcționarea la înaltă frecvență

În figura 5.48 este prezentat tranzistorul MOS cu elementele discrete de circuit care pot fi asociate fiecărei porțiuni a structurii. Acestea sînt : D_{sb} — dioda formată între sursă și substrat (joncțiune p-n), D_{db} — dioda dintre drenă și substrat, C_{gb} — capacitatea poartă-sursă, C_{gc} — capacitatea poartă-canal, C_{gd} — capacitatea poartă-drenă, C_{sb} — capacitatea sursă-bază (substrat), C_{db} — capacitatea drenă-substrat. Circuitul echivalent este reprezentat în figura 5.49. Diodele D_{sb} și D_{db} sînt eliminate din

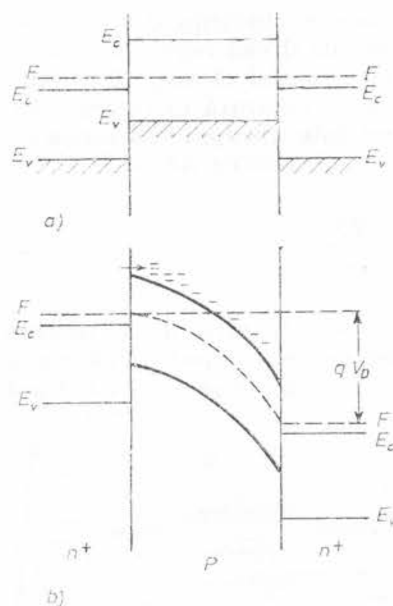


Fig. 5.47. — Diagrama de benzi a structurii n^+-p-n^+ la echilibru (a) și în condițiile curgerii curentului electric limitat de sarcina spațială (b).

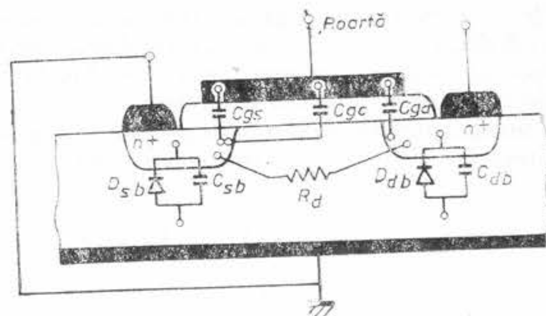


Fig. 5.48. — Tranzistorul MOS cu elementele discrete ce se asociază circuitului echivalent.

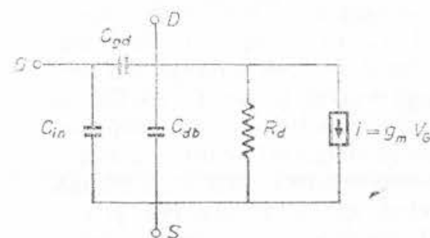


Fig. 5.49. — Circuitul echivalent al tranzistorului MOS la semnal mic.

circuitul echivalent : D_{sb} se elimină deoarece sursa și substratul se conectează în comun și sînt scurtcircuitate de capacitatea C_{sb}. D_{db} se elimină deoarece pentru o tensiune pozitivă aplicată pe drenă (MOS cu canal de tip n), această diodă se află la circuit deschis. C_{in} este capacitatea de intrare poartă-sursă și este egală cu suma capacităților C_{gs} și C_{gc}, legate în paralel. Circuitul echivalent mai conține la ieșire generatorul de curent $i = g_m v_G$. Semnificația sa poate fi înțeleasă din cele ce urmează. Notăm cu V_G o variație mică a tensiunii de poartă peste valoarea staționară V_{GO}, astfel că $V_G = V_{GO} + v_G$. Corespunzător, curentul de drenă este dat de expresia $I_D = I_{DO} + i$, unde I_{DO} este valoarea staționară pentru punctul de funcționare fixat la polarizare continuă, iar i este variația curentului de drenă datorată variației tensiunii de poartă. Avînd în vedere definiția lui g_m se poate scrie

$$i = \mathrm{d}I_d = \left(\frac{\partial I_d}{\partial V_G}\right)_{V_D} \mathrm{d}V_G = \left(\frac{\partial I_d}{\partial V_G}\right)_{V_D} \cdot v_g = g_m v_g . \qquad (5.54)$$

Pentru a găsi factorul de amplificare se analizează amplificatorul liniar simplu reprezentat în figura 5.50, unde este prezentat un tranzistor MOS cu canal de tip n cu o rezistență de sarcină R_s. Cu ajutorul rezistențelor R_1 și R_2 se fixează punctul de funcționare în regiunea de saturație astfel că $V_G = V_0 R_2/(R_1 + R_2)$, V_0 fiind tensiunea continuă aplicată circuitului. C este capacitatea de blocaj. Introducerea în circuit (la intrare) a unui generator de semnal variabil v și de rezistență internă r conduce la modificarea circuitului echivalent din figura 5.49 cu circuitul echivalent din figura 5.51 a. Acest circuit poate fi reprezentat ca în figura 5.51 b folosind teorema lui Norton și următoarele notații :

$$Y_1 = \frac{1}{r} + \mathrm{i}\omega C_{in},$$
$$Y_2 = \mathrm{i}\omega C_{gd}, \qquad (5.55)$$
$$Y_3 = \frac{1}{R_d} + \mathrm{i}\omega C_{db}.$$

Aplicînd legile lui Kirchhoff pentru curenți în nodurile A și B se obține :

$$Y_1 v_1 + Y_2(v_1 - v_2) = \frac{v}{r},$$

$$Y_2(v_2 - v_1) + g_m v_1 + \left(Y_3 + \frac{1}{R_s}\right) v_2 = 0. \qquad (5.56)$$

Aceste ecuații pot fi scrise sub formă matriceală

$$\begin{vmatrix} Y_1 + Y_2 & -Y_2 \\ -Y_2 + g_m & Y_2 + Y_3 + \dfrac{1}{R_s} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \dfrac{v}{r} \\ 0 \end{vmatrix}. \qquad (5.57)$$

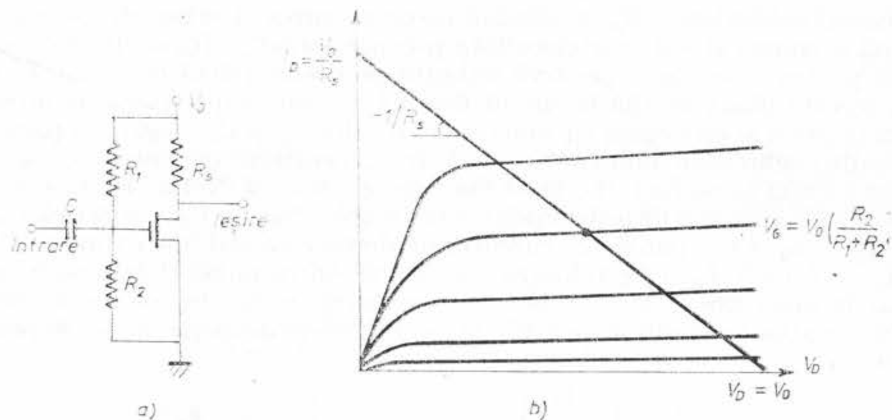


Fig. 5.50. — Circuit de amplificare cu tranzistor MOS (*a*) și caracteristicile $I_D = f(V_D)$ și dreapta de sarcină (*b*).

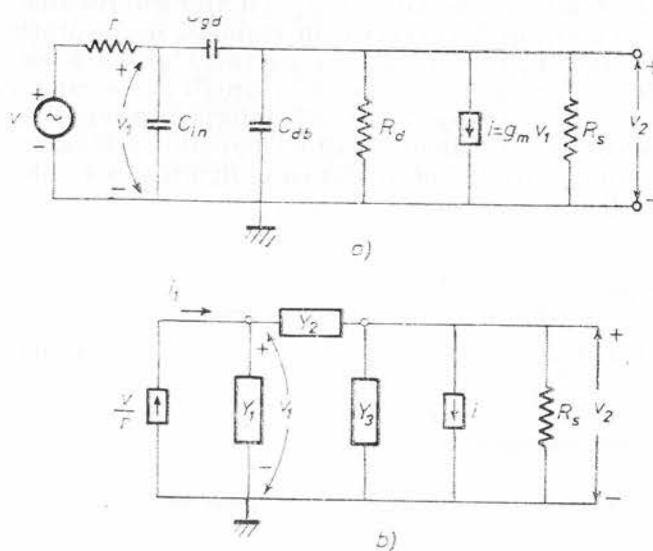


Fig. 5.51. — Circuitul echivalent al amplificatorului MOS.

Definim matricea

$$M \equiv \begin{vmatrix} Y_1 + Y_2 & -Y_2 \\ -Y_2 + g_m & Y_2 + Y_3 + \dfrac{1}{R_s} \end{vmatrix} \tag{5.58}$$

al cărei determinant este dat de expresia

$$\Delta = (Y_1 + Y_2)\left(Y_2 + Y_3 + \frac{1}{R_s}\right) + Y_2(-Y_2 + g_m). \tag{5.59}$$

Avînd în vedere că matricea unitate $I = MM^{-1}$ unde matricea inversă

$$M^{-1} = \frac{1}{\Delta}\begin{vmatrix} Y_1 + Y_2 + \dfrac{1}{R_s} & Y_2 \\ Y_2 - g_m & Y_1 + Y_2 \end{vmatrix}, \qquad (5.60)$$

multiplicînd relația (5.57) cu M^{-1} se obține

$$M^{-1}M\begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \end{vmatrix} = M^{-1}\begin{vmatrix} \dfrac{v}{r} \\ 0 \end{vmatrix}. \qquad (5.61)$$

Avînd în vedere relația (5.60), se obține

$$\begin{vmatrix} v_1 \\ v_2 \end{vmatrix} = \frac{1}{\Delta}\begin{vmatrix} \left(Y_2 + Y_3 + \dfrac{1}{R_s}\right)\dfrac{v}{r} \\ (Y_2 - g_m)\dfrac{v}{r} \end{vmatrix}. \qquad (5.62)$$

Prin urmare, tensiunea v_2, de ieșire, este dată de expresia

$$v_2 = \frac{v}{\Delta}\left(\frac{Y_2 - g_m}{r}\right) \qquad (5.63)$$

și amplificarea de tensiune

$$A_v \equiv \frac{v_2}{v} = \frac{1}{\Delta}\left(\frac{Y_2 - g_m}{r}\right). \qquad (5.64)$$

La frecvențe joase neglijînd termenii capacitivi din (5.55) se obține

$$Y_1 \simeq \frac{1}{r}, \quad Y_2 \simeq 0, \quad Y_3 \simeq \frac{1}{R_d}, \qquad (5.65)$$

și

$$A_v \simeq \frac{-g_m R_s R_d}{R_s + R_d}. \qquad (5.66)$$

Considerînd un tranzistor MOS în care substratul are rezistivitate mare și C_{gd}, C_{gs}, C_{ds} sînt neglijabil de mici, astfel că

$$Y_1 \simeq \frac{1}{r} + \mathrm{i}\,\omega\, C_{gc},$$

$$Y_2 = 0,$$

$$Y_3 \simeq 1/R_d,$$

se obține

$$A_v = \frac{-g_m R_s R_d}{(R_s + R_d)(1 + i\omega r C_{gc})} = A_{0c} \frac{1}{1 + i\omega r C_{gc}} . \tag{5.67}$$

Aceasta este valoarea amplificării la frecvențe înalte [13]. În presupunerea de mai sus, neglijarea capacităților parazite C_{gd}, C_{gs} și C_{db}, frecvența maximă de funcționare a dispozitivului este limitată de timpul, t, de tranzit al purtătorilor de la sursă la drenă

$$t = \frac{L}{\mu|\mathcal{E}|} = \frac{L^2}{\mu|V|} , \tag{5.68}$$

unde μ este mobilitatea purtătorilor de sarcină. Peste tensiunea de închidere, $V = V_G - V_P$ și

$$\omega_{max} = 2\pi f_{max} = \frac{1}{t} \simeq \frac{\mu(V_G - V_p)}{L^2} = \frac{g_m}{C_{gc}} . \tag{5.69}$$

Pentru ca frecvența de funcționare să fie cît mai mare trebuie să se folosească materiale (ca substrat) cu mobilitate mare a purtătorilor de sarcină, să se realizeze o lungime, L, mică a canalului, aceasta din urmă asigurînd o conductanță mutuală mare și o capacitate mică a canalului și, de asemenea să se elimine capacitățile parazite poartă-drenă și sursă-drenă prin asigurarea în procesul de preparare a nesuprapunerii electrodului poartă peste porțiunile adiacente ale sursei și drenei.

5.10. Tipuri de tranzistoare MOS. Conectarea tranzistoarelor în circuit

Există două tipuri de tranzistoare MOS: cu canal indus și cu canal inițial. Canalul poate fi de tip n sau de tip p. În tranzistorul cu canal indus, canalul este stratul de inversie indus prin aplicarea unei tensiuni pe poartă, pozitivă, cînd substratul este de tip p și negativă cînd substratul este de tip n. Stratul de inversie apare de la o tensiune de prag V_P și deci la o valoare a tensiunii de poartă egală sau mai mare decît V_P va curge un curent prin canal. Pentru $V_G < V_P$ curentul de drenă este practic egal cu zero. În tranzistorul cu canal inițial există un canal realizat în procesul de fabricare astfel că chiar la polarizare zero pe poartă curge un curent între sursă și drenă. Conductivitatea canalului crește cînd se aplică pe poartă o tensiune de semn contrar tipului de conducție a canalului și scade în cazul invers. În figurile 5.52 sînt reprezentate structurile cu canal inițial sau indus de tip p și de tip n, la polarizare zero precum și simbolurile folosite în circuit. În figurile 5.53 și 5.54 sînt prezentate caracteristicile $I_D = f(V_D)$ și $I_D = f(V_G)$ precum și circuitele de măsură pentru tranzistorul MOS cu canal de tip n indus. Figurile 5.55 și 5.56 redau caracteristicile $I_D = f(V_D)$ și $I_D = f(V_G)$ pentru tranzistorul MOS cu canal n inițial. Situația este analogă pentru tranzistorul cu canal de tip p cu deosebirea că polaritățile tensiunilor sînt inversate și la conducție participă în principal

golurile. O altă mențiune care trebuie făcută este că în figurile 5.53—5.56 tranzistorul a fost legat în circuit în conexiunea cu sursa comună, adică sursa este electrodul comun porții și drenei. De aceea este util practic să

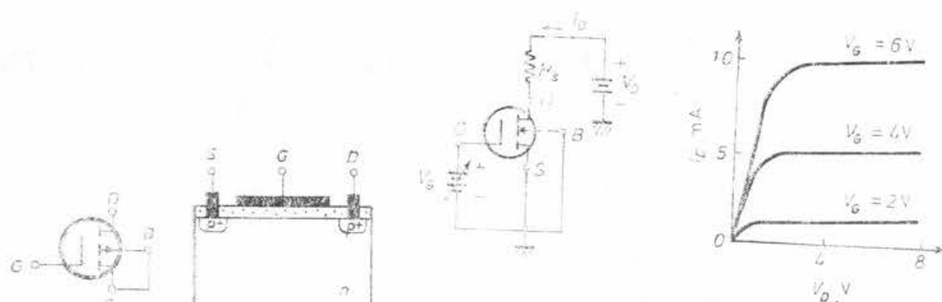


Fig. 5.53. — Caracteristicile de drenă ale tranzistorului MOS cu canal de tip *n* indus.

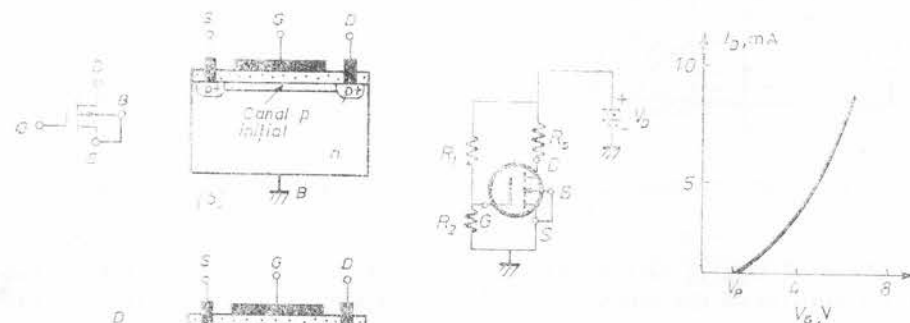


Fig. 5.54. — Caracteristica curent de drenă-tensiune de poartă a tranzistorului MOS cu canal *n* indus.

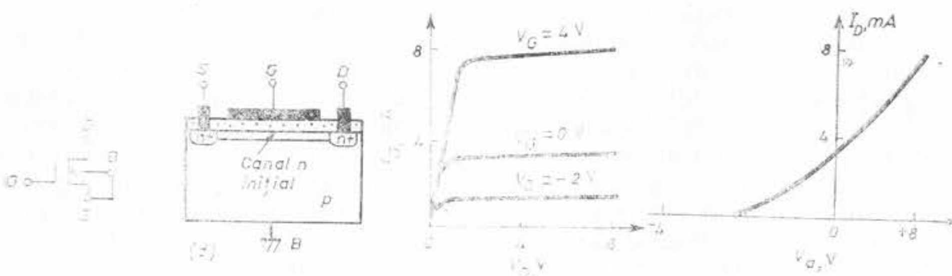


Fig. 5.52. — Tipuri de tranzistoare MOS: cu canal indus (*a* și *c*) și canal inițial (*b* și *d*), de tip *p* (*a* și *b*) și de tip *n* (*c* și *d*).

Fig. 5.55. — Caracteristicile de drenă ale tranzistorului MOS cu canal *n* inițial.

Fig. 5.56. — Caracteristica curent de drenă-tensiune de poartă a tranzistorului MOS cu canal inițial.

se utilizeze pentru tensiuni indici din două litere. Astfel în graficele reprezentate mai înainte trebuie scris V_{GS} în loc de V_G și V_{DS} în loc de V_D. Tranzistorul poate fi legat în circuit și în conexiunea cu poartă comună (fig. 5.57*b*). Din această figură se observă că $V_{DS} = V_{DG} + V_{GS}$. Făcînd notația

$\bar{V}_{GS} = V_{GS} - V_P$, ecuația (5.32) poate fi rescrisă

$$I_D = \frac{Z\mu_n C_0}{L}\left[\bar{V}_{GS}(V_{DS} + \bar{V}_{GS} + V_P) - \frac{(V_{DG} + \bar{V}_{GS} + V_P)^2}{2}\right] =$$

$$= \frac{Z\mu_n C_0}{2L}\left[(\bar{V}_{GS} - V_P)^2 - (V_{DG} + V_P)^2\right]. \qquad (5.70)$$

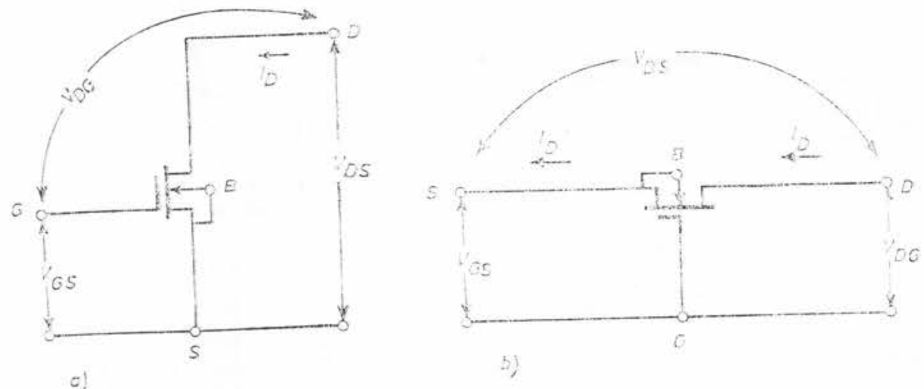


Fig. 5.57. — Configurația cu sursa comună (*a*) și cu poarta comună (*b*) a tranzistorului MOS.

Această relație este valabilă înainte de saturație (închiderea canalului). Condiția de închidere a canalului în conexiunea cu poarta comună se scrie

$$\bar{V}_{DG} = \bar{V}_{DS} - V_{GS} = (V_{GS} - V_P) - V_{GS} = V_P.$$

Substituind această relație în (5.70) se obține o relație identică cu (5.36). Caracteristicile de intrare și de ieșire ale tranzistorului MOS în conexiunea cu poarta comună sînt redate în figurile 5.58 *a* și *b* [33]. Din punct de vedere teoretic caracteristicile tranzistorului MOS în configurația cu poarta comună sînt simetrice dacă se schimbă între ele sursa și drena. (Practic nu se întîmplă așa deoarece electrodul poartă în general în tranzistorii cu canal inițial acoperă o porțiune din electrodul sursă). Despre o asemenea simetrie nu poate fi vorba în tranzistorul cu joncțiuni legat în conexiunea cu baza comună. În figura 5.59 se prezintă două circuite pentru ridicarea la oscilograf a caracteristicilor $I_D = f(V_{DS})$ și $I_D = f(V_{GS})$ ale tranzistorului MOS în configurația cu sursa comună.

5.11. Influența temperaturii asupra caracteristicilor tranzistorului MOS

Din expresiile (5.32) și (5.36) ale curentului de drenă rezultă că mărimile a căror variație cu temperatura conduc la o modificare sensibilă a curentului sînt tensiunea de poartă V_P și mobilitatea μ a purtătorilor de sarcină din canal. S-a observat experimental că mobilitatea purtătorilor de

sarcină din interiorul canalului scade cu creșterea temperaturii [33—35]. În domeniul de temperatură —55→125°C mobilitatea scade cu T^{-1}. La temperaturi mai înalte mobilitatea scade după legea $T^{-1,5}$. Scăderea mobili-

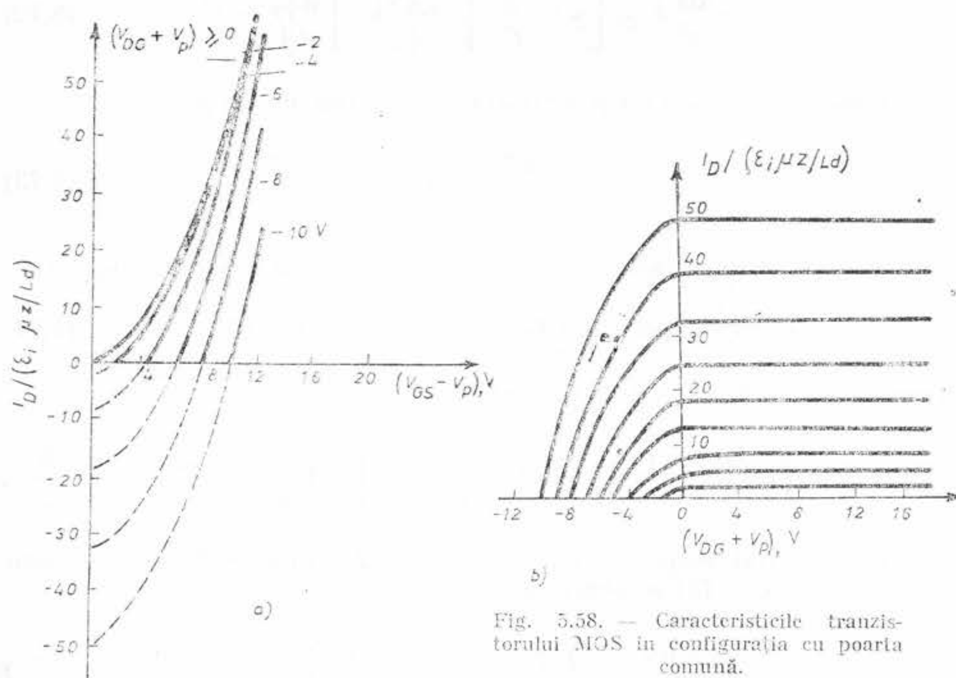


Fig. 5.58. — Caracteristicile tranzistorului MOS în configurația cu poarta comună.

tății determină scăderea curentului de drenă cu creșterea temperaturii. Tensiunea de prag, V_P, pentru obținerea inversiei puternice este dată de expresia

$$V_P \simeq \Phi_{ms} + \frac{Q_{sf}}{C_0} + \frac{\sqrt{4\,\varepsilon_s\, q\, N_a \psi_B}}{C_0} + 2\,\psi_B. \tag{5.71}$$

S-a arătat experimental că sarcina fixă de la interfață, Q_{sf}, este aproximativ independentă de temperatură pe un palier larg în domeniul tempera-

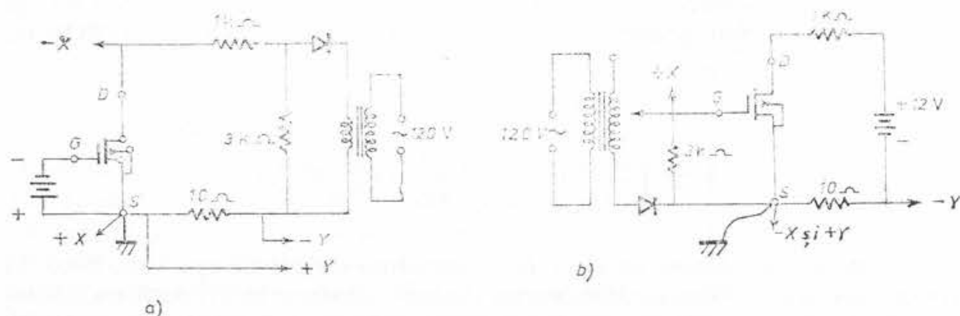


Fig. 5.59. — Montaje pentru trasarea la osciloscop a caracteristicilor $I_D = f(V_{DS})$ (a) și $I_D = f(V_{GS})$ (b).

turilor de lucru și dacă se presupune că și Φ_{ms} este independent de temperatură, diferențiind ecuația de mai sus în raport cu temperatura rezultă

$$\frac{dV_P}{dT} \simeq \left[2 - \frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{\varepsilon_s q N_a}{\psi_B}}\right]\frac{d\psi_B}{dT}. \quad (5.72)$$

Pentru un canal de tip n realizat în substrat de tip p

$$\psi_B = \frac{kT}{q}\ln[N_a/n_i), \quad (5.73)$$

unde n_i este concentrația purtătorilor intrinseci din semiconductor,

$$n_i = 3{,}86 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp[-E_g(T=0)/2kT] \quad (5.74)$$

pentru siliciu; $E_g(T=0) = 1{,}21$ eV și

$$\frac{d\psi_B}{dT} = \frac{k}{q}\ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) + \frac{kT}{q}\frac{d}{dT}\left[\ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)\right] = \frac{k}{q}\left[\ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) - \frac{E_g(T=0)}{2kT} - \frac{3}{2}\right].$$

În domeniul temperaturilor de lucru, $E_g(T=0) \gg 3kT$ și prin urmare având în vedere (5.73) se poate scrie

$$\frac{d\psi_B}{dT} = \frac{1}{T}\left[\psi_B - \frac{E_g(T=0)}{2q}\right]. \quad (5.75)$$

Astfel

$$\frac{dV_P}{dT} = \frac{1}{T}\left[\psi_B - \frac{E_g(T=0)}{2q}\right]\left[2 - \frac{1}{C_0}\sqrt{\frac{2\varepsilon_s q N_a}{\psi_B}}\right]. \quad (5.76)$$

Derivata tensiunii de prag în raport cu temperatura va avea totdeauna semnul negativ pentru tranzistorul MOS cu canal de tip n și semnul pozitiv pentru tranzistorul MOS cu canal de tip p. S-a găsit experimental că V_P este aproximativ o funcție liniară de temperatură în domeniul $-55 - 125$°C atît pentru dispozitivele cu canal de tip n cît și pentru cele cu canal de tip p. Un exemplu este prezentat în figura 5.60 pentru tranzistorul MOS cu canal de tip p.

În figura 5.61 este reprezentată conductanța canalului

$$g_D \equiv \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_D}\right)_{V_D=0} = \frac{\varepsilon_i \mu W}{Ld}(V_G - V_P)$$

în funcție de tensiunea de poartă, la tensiune de drenă egală cu zero, la trei temperaturi diferite. Micșorarea mobilității duce la micșorarea pantei dreptelor (din figură) cu creșterea temperaturii iar creșterea tensiunii de prag cu creșterea temperaturii se observă prin deplasarea punctului de intersecție a dreptelor cu axa tensiunilor. O modificare asemănătoare se

observă şi în regiunea de saturaţie a caracteristicilor de drenă [13]. Dacă se aplică o tensiune V_s între sursă şi substrat, expresia (5.72) se modifică şi capătă forma

$$\frac{dV_P}{\mathrm{d}T} = \left[2 - \frac{1}{C_0}\,\frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_a}}{[\psi_B(1 - V_s/2\psi_B)]^{1/2}}\right]\frac{\mathrm{d}\psi_B}{\mathrm{d}T}. \tag{5.77}$$

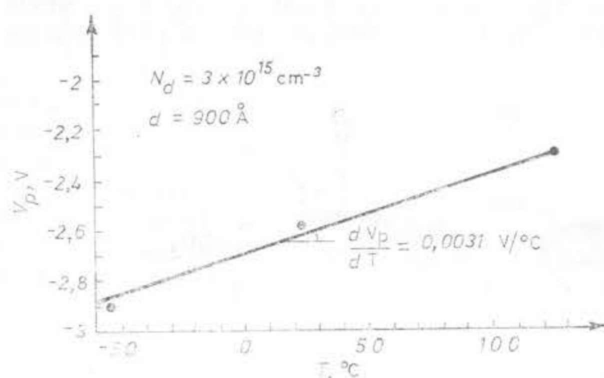


Fig. 5.60. — Variaţia tensiunii de poartă cu temperatura pentru un tranzistor MOS cu canal de tip p.

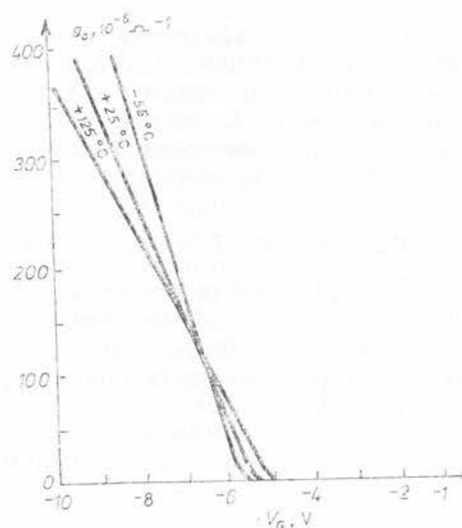


Fig. 5.61. — Variaţia conductanţei canalului la tensiune de drenă, zero, cu tensiunea de poartă, pentru un tranzistor MOS cu canal p, la trei temperaturi diferite.

Această expresie se reduce la expresia (5.72) pentru $V_s = 0$. Din ecuaţia (5.77) se observă că rata de variaţie cu temperatura a tensiunii de prag scade cu creşterea tensiunii aplicate între sursă şi substrat. O asemenea tensiune se aplică în mod obişnuit în circuitele MOS integrate digitale unde se folosesc structuri MOS cu canal n iniţial, iar substratul este de tip p de rezistivitate mare şi pentru creşterea conducţiei canalului este necesară aplicarea unei tensiuni sursă-substrat.

5.12. Alte tipuri de tranzistoare cu efect de cîmp de suprafață

A. *Tranzistorul în care contactele sursei și drenei sînt bariere Schottky*

În locul regiunilor difuzate p^+ și n^+ ale sursei și drenei se depune peste siliciu un strat subțire de PtSi prin sinterizare în vid la 650°C. Contactul PtSi-Si este o barieră Schottky care are înălțimea de 0,85eV cînd siliciul este de tip n și 0,24eV cînd siliciul este de tip p.O secțiune într-un asemenea tranzistor este dată în figură 5.62 [13]. Acest tranzistor are unele avantaje : (a) el poate fi realizat și din semiconductoare din care încă nu

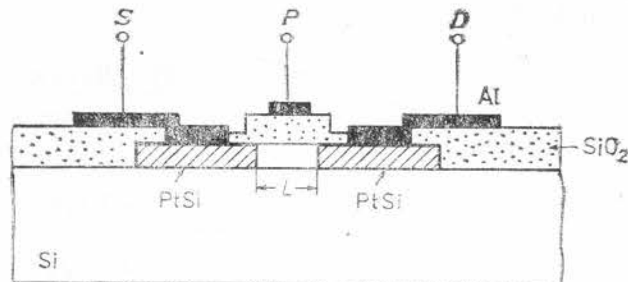


Fig. 5.62. — Tranzistorul MOS cu sursa și drena bariere Schottky.

s-au obținut joncțiuni *p-n* (de exemplu, CdS) ; (b) se poate controla ușor geometria canalului dintre sursă și drenă ; (c) eliminarea difuziei la temperaturi înalte (pentru realizarea sursei și drenei) determină o calitate mai bună a stratului de oxid. La temperaturi obișnuite caracteristicile de ieșire $I_D = f(V_D)$ ale unui asemenea tranzistor sînt similare cu cele ale tranzistorului cu efect de cîmp, convențional

B. *Tranzistorul cu efect de cîmp de suprafață cu straturi subțiri*

În mod uzual se realizează astfel. Pe un substrat de sticlă sau de safir se depun în vid doi electrozi metalici (din aur sau aluminiu), care constituie sursa și drena, separați la o distanță egală cu lărgimea canalului dorit, figura 5.63 *a*. Se depune apoi un strat semiconductor (CdSe sau CdS) peste care se depune un strat izolator (SiO_2 sau Al_2O_3) și în final electrodul porții (aluminiu sau aur). Se poate proceda și invers cu ordinea depunerilor și anume : electrodul porții, stratul izolator, semiconductorul,

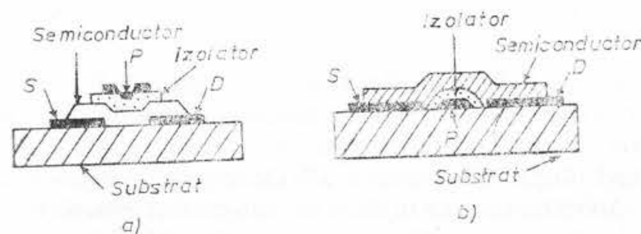


Fig. 5.63. — Tranzistorul cu efect de cîmp cu straturi subțiri.

electrozii sursă şi drenă [13]. Se pot depune cei trei electrozi în acelaşi timp în acelaşi plan caz în care tranzistorul se numeşte tranzistor cu electrozi coplanari (fig. 5.63*b*). Caracteristicile curent-tensiune sînt similare cu cele ale tranzistorului cu efect de cîmp de suprafaţă convenţional, studiat în paragrafele anterioare.

5.13. Structuri metal-izolator-metal

Înainte de a studia structura metal-izolator-metal este util să studiem structura metal-izolator deoarece conductanţa sistemului metal-izolator-metal este determinată în afară de proprietăţile intrinseci ale izolatorului de către contactul izolatorului cu electrodul metalic. Contactul metal-izolator poate fi ohmic, neutru şi de blocare. Diagramele energetice ale acestor contacte sînt reprezentate în figura 5.64 [36]. În stînga sînt reprezentate metalul şi izolatorul separate iar în dreapta este reprezentat contactul. Contactul ohmic se obţine în cazul cînd lucrul de ieşire, $q\Phi_m$, din metal este mai mic decît lucrul de ieşire $q\Phi_i$ din izolator (fig. 5.64*a*). La echilibru termic în izolator apare un strat de acumulare a cărui lărgime λ este dată de expresia

$$\lambda = \frac{\pi}{2}\left(\frac{2kT\varepsilon_i}{q^2N_t}\right)^{1/2}\exp\left(\frac{q\Phi_i - q\chi - E_t}{2kT}\right), \qquad (5.78)$$

unde $q\chi$ este afinitatea electronică a izolatorului, ε_i — constanta dielectrică a izolatorului, N_t — concentraţia capcanelor puţin adînci pentru electroni care au nivelul energetic situat la distanţa E_t de marginea inferioară a benzii de conducţie a izolatorului. Contactul ohmic acţionează ca un rezervor de electroni pentru izolator şi conducţia este limitată de procesele care au loc în volumul izolatorului. Contactul neutru este contactul care apare atunci cînd $\Phi_m = \Phi_i$ (se neglijează sarcinile de suprafaţă). În asemenea caz nu există transfer de sarcină între cele două materiale şi este satisfăcută condiţia de bandă plată (fig. 5.64 *b*). La tensiuni mici aplicate pe contact, cîmpul electric în izolator fiind constant, procesul de conducţie este ohmic. La o tensiune la care curentul ohmic din izolator atinge valoarea de saturaţie a curentului termoelectronic din metal în izolator, curentul se saturează. Contactul de blocare (bariera Schottky) se stabileşte atunci cînd $\Phi_m > \Phi_i$ (fig. 5.64 *c*). Apare o regiune de sarcină spaţială pozitivă

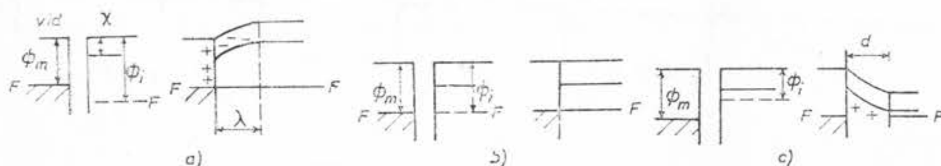


Fig. 5.64. Diagrama de benzi de energie a contactului metal-izolator : *a* — ohmic ; *b* — neutru ; *c* — de blocare.

în izolator lîngă contact dată de donorii ionizaţi datorită procesului de trecere a electronilor din izolator în metal în timpul stabilirii echilibrului termic. Lărgimea stratului de baraj este dată de o formulă asemănătoare cu cea

din cazul contactului metal-semiconductor

$$L = \left[\frac{2(\Phi_m - \Phi_i)\varepsilon_i}{qN_d}\right]^{1/2}, \tag{5.7}$$

unde N_d este concentrația impurităților donoare din izolator. La acest contact procesul de conducție este limitat de electrod; tensiunea aplicată cade aproape în întregime pe stratul de baraj. Menționăm că un izolator intrinsec are o concentrație neglijabil de mică de electroni încît ar trebui să aibă un volum destul de mare pentru a suplini sarcina spațială necesară stabilirii echilibrului. Cu alte cuvinte, într-un asemena caz benzile de energie se înclină imperceptibil astfel că contactul se reprezintă practic ca un contact neutru. Contactele metal-izolator-metal sînt prezentate în figura 5.65. În figura 5.65*a* (din stînga) straturile de acumulare se întrepătrund deoarece lărgimea izolatorului $d < 2\lambda$ și prin urmare benzile de energie ale izolatorului sînt curbate pe toată lărgimea sa. (Deoarece sarcina este negativă, curbura benzilor este convexă). De asemenea, sarcina spațială se întinde în întregul izolator. Procesul de conducție este limitat de sarcina spațială. În figura 5.65 *a* (partea dreaptă) se reprezintă cazul contactelor ohmice cînd $d > 2\lambda$. În acest caz regiunile de acumulare de la contacte ecranează interiorul izolatorului, unde nu există sarcină spațială și benzile sînt plate iar procesul de conducție este determinat de proprietățile intrinseci ale izolatorului. În figura 5.65 *b* contactele sînt de blocare. În stînga este reprezentat cazul $d < 2L$ iar în dreapta cazul $d > 2L$. Cînd $d < 2L$ există sarcină sapațială pozitivă în întreg izolatorul și benzile de energie sînt curbate (concave). Cînd $d > 2L$, regiunile de sarcină spațială de la contacte ecranează interiorul izolatorului. O observație trebuie menționată. Datorită curbării benzilor, în figura 5.65 *b* (stînga), distanța de la nivelul Fermi la marginea inferioară a benzii de conducție în izolator este mai mică decît diferența $q(\Phi_i - \chi)$ pe cînd în figura 5.65*a* (stînga) situația este inversă. În figura 5.65*c* sînt reprezentate contactele neutre. Cînd cei doi electrozi sînt din același material (similari) condiția de bandă plată este realizată în întreg izolatorul (figura din stînga). Cînd cei doi electrozi sînt din materiale diferite și au lucrurile de ieșire diferite, $q\Phi_{m1} \neq q\Phi_{m2}$ benzile de energie în izolator sînt înclinate (figura din partea dreaptă). Conducția

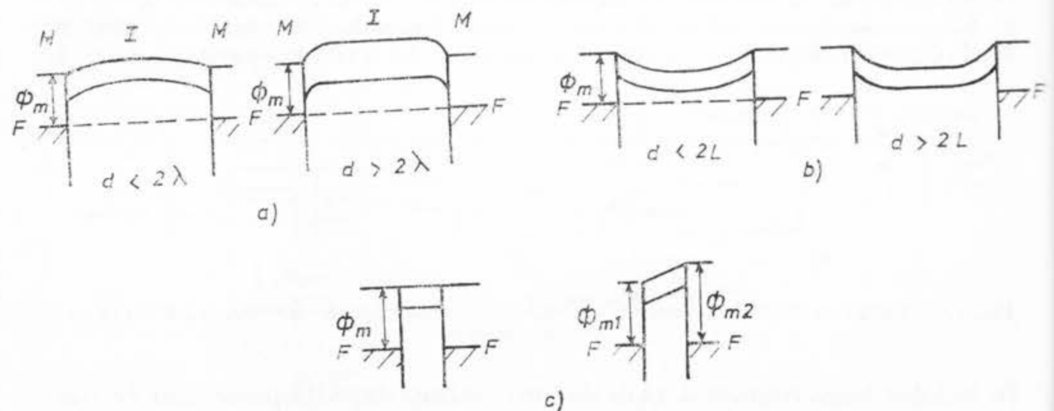


Fig. 5.65. — Contactele metal-izolator-metal : *a* — ohmic ; *b* — de blocare ; *c* — neutre.

electrică poate fi limitată de electrozi (efectul tunel sau emisie termoelectronică) ori poate fi limitată de către volumul izolatorului (curentul electric limitat de sarcina spațială, efectul Poole-Frenkel). Curentul electric tunel care curge între doi electrozi metalici separați de un izolator este dat de expresia

$$j = 4\pi \frac{qm}{h^3}\int_0^{\infty} \mathrm{d}E[f_c(E) - f_a(E)]\int_0^{E} P(E_x)\mathrm{d}E_x, \qquad (5.80)$$

unde

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-F)/kT}}; \quad f_a(E) = \frac{1}{1 + e^{(E+qV-F)/kT}}$$

sînt funcțiile de distribuție a electronilor la catod și, respectiv, la anod, V este tensiunea aplicată pe structură, E — energia electronilor, E_x — energia acestora în direcție x, $P(E_x)$ — probabilitatea de tunelare prin izolator [37—38]. În expresia de mai sus s-a considerat că masa electronului este egală cu cea a electronului liber și că relația dintre energie și vectorul de undă este parabolică. Cînd izolatorul este suficient de subțire, contribuția esențială la curent o aduc electronii din catod cu energia apropiată de nivelul Fermi, care tunelează prin izolator la anod. Probabilitatea de tunelare este dată în aproximația WKB de expresia [39]

$$P(E_x) \simeq \exp\left\{-\frac{4\pi}{h}\int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(qV - E_x)}\,\mathrm{d}x\right\}, \qquad (5.81)$$

unde x_1 și x_2 sînt punctele de întoarcere clasice. S-a găsit că relația între curentul tunel, $J(V, T)$ la temperatura TK și curentul tunel la $T = 0$ K este dată de expresia [40]

$$\frac{j(V, T)}{j(V, 0)} = \frac{(\pi A kT/2(q\bar{\Phi})^{1/2})}{\sin(\pi AkT/2(q\bar{\Phi})^{1/2})}, \qquad (5.82)$$

unde

$$j(V, 0) = \frac{q}{2\pi} h(\Delta x)^2\{q\bar{\Phi}\exp(-A(q\bar{\Phi})^{1/2}) - q(\bar{\Phi}+V)\exp[-A(q(\bar{\Phi}+V))^{1/2}]\}, \qquad (5.83)$$

și $A = 4\pi\Delta x(2\mathrm{m})^{1/2}/h$; Δx este lărgimea barierei de potențial la nivelul Fermi al catodului iar $q\bar{\Phi}$ este înălțimea medie a barierei măsurată de la nivelul Fermi (fig. 5.66). Dacă $q\bar{\Phi}$ se exprimă în eV și Δx în Angstromi, se poate scrie

$$\frac{j(V, T)}{j(V, 0)} \simeq 1 + \frac{3 \cdot 10^{-9}(T\Delta x)^2}{q\bar{\Phi}} \qquad (5.84)$$

și considerînd valorile tipice $\Delta x = 20$Å și $q\bar{\Phi} = 2$eV, se obține

$$j(V, T) = j(V, 0)[1 + 6 \cdot 10^{-7}T^2].$$

Se observă că curentul tunel depinde de pătratul temperaturii, însă variază destul

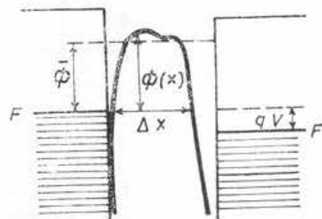


Fig. 5.66. — Diagrama energetică a structurii MIM cu o barieră arbitrară, unde sînt definite $\bar{\Phi}$ și Δx.

de slab. Ecuaţia (5.84) se poate scrie în forma

$$I = 100 \frac{j(V, T) - j(V, 0)}{j(V, 0)} = 3 \cdot 10^{-7} \frac{(T\Delta x)^2}{q\bar{\Phi}}, \qquad (5.85)$$

unde I este variaţia procentuală a curentului în intervalul de temperatură $0-T$K la tensiune constantă. În cazul barierei de formă trapezoidală reprezentată în figura 5.65c (dreapta) se obţine :

pentru $qV \leqslant q\Phi_2$ (fig. 5.67 a) $\quad I_2 = 6 \cdot 10^{-7} \dfrac{(T \cdot d)^2}{q(\Phi_1 + \Phi_2 - V)}, \qquad (5.86)$

şi pentru $qV \geqslant q\Phi_2$ (fig. 5.67 b) $\quad I_2 = 6 \cdot 10^{-7} q\Phi_1 \left[\dfrac{T \cdot d}{q(V - \Delta\Phi)}\right]^2 \qquad (5.86')$

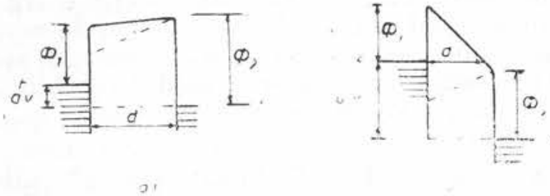


Fig. 5.67. — Diagrama energetică a barierei nesimetrice la polarizare inversă : (a) $0 \leqslant qV \leqslant \Phi_1$; (b) $qV > \Phi_2$.

la polarizare inversă. La polarizare directă se obţine

pentru $qV \leqslant q\Phi_1$ (fig.5.68a) $\quad I_1 = 6 \cdot 10^{-7} \dfrac{(T \cdot d)^2}{q(\Phi_1 + \Phi_2 - V)}, \qquad (5.87)$

iar pentru $qV \geqslant q\Phi_1$, $\quad I_1 = 6 \cdot 10^{-7} q\Phi_2 \left[\dfrac{T \cdot d}{q(V + \Delta\Phi)}\right]^2. \qquad (5.87')$

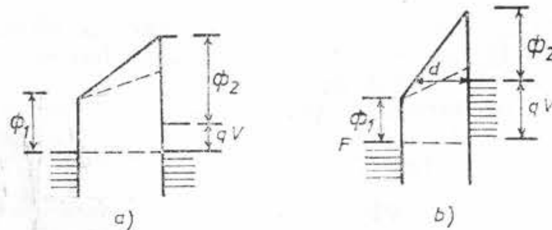


Fig. 5.68. — Diagrama energetică a barierei nesimetrice la polarizare directă : (a) $qV < \Phi_1$; (b) $qV > \Phi_2$.

(Un exemplu este reprezentat în figura 5.69). Se observă că atît I_1 cît şi I_2 cresc iniţial, trec printr-un maxim şi apoi descresc cu creşterea tensiuni aplicate. Maximul lui I_1 (polarizare directă) are loc pentru $qV = q\Phi_1$, iar

maximul lui I_2(polarizare inversă) pentru $qV = q\Phi_2$. Prin urmare, din asemenea măsurători se poate găsi înălţimea barierei metal-izolator. Rezultate experimentale care confirmă cele de mai sus s-au obţinut în structuri Al-

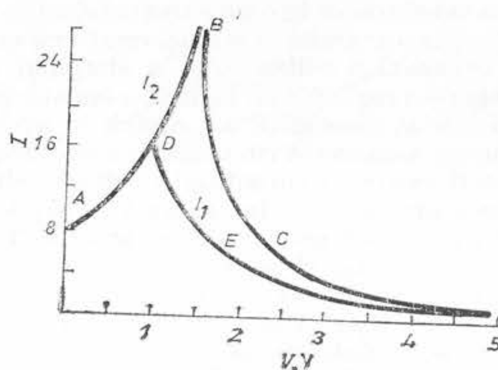


Fig. 5.69. — Curentul procentual, I, în funcţie de tensiunea aplicată; ABC este caracteristica inversă iar ADE este caracteristica directă.

Al_2O_3-Al şi Al-Al_2O_3-Au. S-au observat în unele cazuri deviaţii de la caracteristica tunel obişnuită. De exemplu conductanţa tunel variază foarte rapid pentru tensiuni mici, pînă la valoarea de 0,1eV. Asemenea fenomene au fost numite anomalii ale efectului tunel. Ele pot fi împărţite în două categorii: (1) anomalii la tensiune zero şi (2) anomalii la tensiune finită. Anomalia la tensiune zero se manifestă prin apariţia unui maxim al conductanţei în jurul tensiunii zero. Aceasta se poate datora excitării electronilor prin împrăştierea pe impurităţi magnetice localizate care pot exista la interfaţa metal-oxid cînd electrodul este alcătuit dintr-un metal de tranziţie [41]. Anomalia la tensiune finită se poate datora schimbului de energie între electronii care tunelează şi fononi sau vibraţiile moleculelor captate în izolator [42—43]. Cînd stratul izolator este suficient de gros astfel că probabilitatea de tunelare prin el este neglijabil de mică şi la temperaturi înalte, curentul electric care curge prin structura MOM este curentul de excitare termică (de emisie termoelectronică). În multe structuri MIM apar fenomene de comutare şi de memorie [44]. Caracteristicile acestor structuri se împart în două categorii: (1) cu rezistenţă negativă controlată de curent; (2) cu rezistenţă negativă controlată de tensiune [39]. Primul tip de caracteristici a fost observat în oxizi de titan, tantal, niobiu, bismut [45—47]. Al doilea tip de caracteristici a fost observat în oxizi, sulfuri, floruri [36]. În acest paragraf vom face unele observaţii asupra caracteristicilor $I—V$ cu rezistenţă negativă controlată de curent (tip S). Iniţial probele prezintă pentru curenţi mai mici decît 1mA/cm^2 o caracteristică tip redresor, ca cea reprezentată în figura 5.70*a*. Crescînd tensiunea pînă cînd curentul invers depăşeşte 100mA/cm^2, caracteristica I-V se transformă

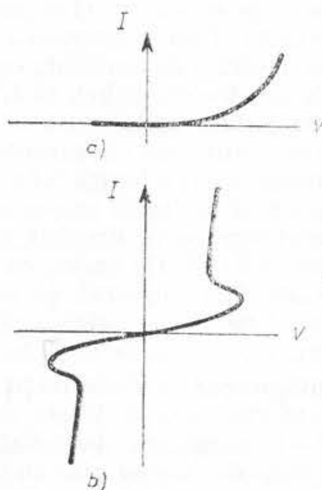


Fig. 5.70. — Caracteristica $I—V$ tipică a structurii MOM înainte (*a*) şi după formare (*b*).

ireversibil într-o caracteristică simetrică cu rezistență negativă, de tip S(fig. 5.70*b*). Procesul de formare poate avea loc în aer sau în vid. În regiunea prenegativă, caracteristica I-V are inițial o comportare ohmică urmată de o comportare $i \sim V^n (n > 1)$. Această din urmă observație ne duce la concluzia că în oxid curentul electric este limitat de sarcina spațială [45, 48]. La o anumită tensiune, creșterea sarcinii spațiale injectate în izolator cauzează o redistribuție a cîmpului electric, creșterea intensității acestuia pe o regiune mai îngustă a izolatorului pînă atinge valoarea critică de inițiere și menținere a ionizării în avalanșă care determină apariția rezistenței negative. Prin urmare, o explicație a apariției rezistenței negative ar fi existența curentului electric limitat de sarcina spațială și străpungerea prin ionizare în avalanșă. O explicație alternativă ar fi legată de structura posibilă prezentată în figura 5.71 [45], unde stratul de oxid din sistemul Al-Bi_2O_3-Al poate să prezinte discontinuități în care să existe punți de Al ori Bi separate de electrodul de Al de dedesubt printr-un strat (nedorit) de Al_2O_3. Poate să existe, de asemenea, un gradient al nestoichiometriei oxidului de bismut. La tensiuni mici curentul curge prin aceste punți și tunelează prin oxidul de aluminiu care este suficient de subțire. Cu creșterea tensiunii punțile se încăzesc și prin structură trece un curent mare de emisie termoelectronică. Acest proces termic produce rezistență negativă în unele cazuri, cînd se observă rezistență negativă multiplă, și este însoțit în mod uzual de un efect de histerezis.

5.14. Efectul tunel în structuri metal-oxid-semiconductor

Semiconductoarele SnTe și GeTe [49] au o conducție apropiată de cea a metalelor. Ambele materiale au compoziție nestoichiometrică și datorită concentrației mari de vacanțe de Sn sau de Ge sînt semiconductoare de tip p cu concentrația golurilor de ordinul $8 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} și, respectiv, $2 \cdot 10^{20}$ cm^{-3}. Structurile tunel s-au realizat prin evaporarea SnTe sau GeTe pe o fîșie de Al depusă în prealabil pe un suport de cuarț sau safir și oxidată. Toate materialele din aceste structuri sînt policristaline, cu excepția oxidului de aluminiu care este posibil să fie amorf. Caracteristicile $I-V$ ale acestor structuri, la 4,2K sînt prezentate în figura 5.72. În figura 5.73 este redată caracteristica $I-V$ pentru SnTe la 4,2 ; 77 și 300K. Proprietățile calitative ale caracteristicii $I-V$ pot fi explicate folosind diagramele energetice din figura 5.74 [49]. Ca și în cazul diodei tunel [39] cu creșterea tensiunii aplicate crește curentul tunel pînă cînd nivelul Fermi al metalului ajunge în dreptul maximului benzii de valență din semiconductor (fig. 5.74 *b*). Cu creșterea mai departe a tensiunii aplicate, curentul tunel scade deși numărul de stări libere disponibile în semiconductor pentru tunelare nu se modifică (fig. 5.74 *c*). Explicația este că înălțimea barierei de tunelare crește de la E_1 la E_2, așa cum se observă în figură, ceea ce duce la micșorarea probabilității de tunelare ($\mathfrak{T} \sim e^{-\lambda}$, $\lambda \sim 2d\sqrt{2mE}/h$, unde d este grosimea și E este înălțimea barierei. Astfel, apare pe caracteristica $I-V$ porțiunea de rezistență negativă. De la tensiunea la care nivelul Fermi din metal vine în dreptul marginii inferioare a benzii de conducție din semiconductor, se deschide o nouă cale de tunelare din metal în banda de conducție a semiconductorului și curentul crește din nou cu creșterea tensiunii aplicate. S-a considerat că factorul exponențial depinde de diferența de energie dintre nivelul Fermi din metal și marginea inferioară a

benzii de conducţie din oxid. Această presupunere trebuie să fie justă întrucît diferenţa de energie amintită aşa după cum se observă, este mult mai mică decît diferenţa de energie dintre marginea benzii de valenţă din oxid şi nivelul Fermi din metal.

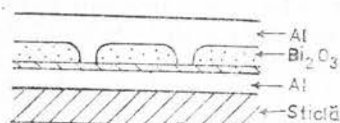


Fig. 5.71. — O structură posibilă în care stratul de aluminiu, „perforează" în anumite locuri stratul de oxid de bismut.

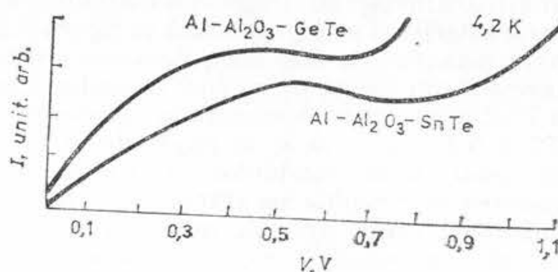


Fig. 5.72. — Caracteristica I-V în structurile tunel SnTe şi GeTe.

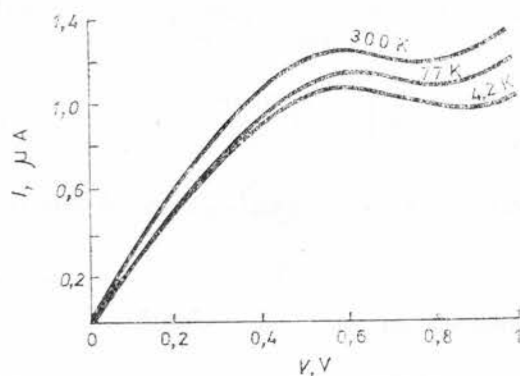


Fig. 5.73. — Caracteristica $I-V$ a structurii tunel SnTe.

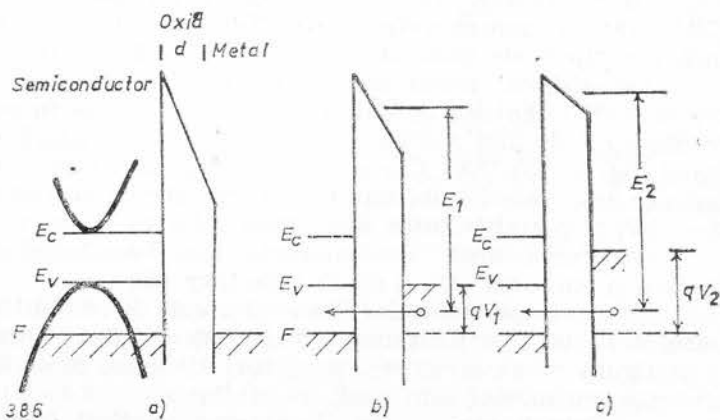


Fig. 5.74. — Diagramele energetice pentru diverse tensiunni de polarizare în structuri tunelAl-Al_2O_3-GeTe.

1. *Efectul tunel în structuri Si-SiO₂-metal*

În figura 5.75 este reprezentată conductanța tunel în curent continuu pentru trei probe Si-SiO_2-(AuCr) în care stratul de oxid a fost crescut în condiții diferite [50]; pe axa tensiunilor este trecută polaritatea corespunzătoare metalului. Diagrama energetică folosită pentru explicarea acestor caracteristici este prezentată în figura 5.76. Pentru $V > 0$, conductanța crește monoton cu tensiunea deoarece crește cantitatea de electroni care tunelează din banda de valență a semiconductorului în metal (fig. 5.76 *b*). La $V < 0$ nu apare domeniul de rezistență negativă caracteristic figurilor 5.72 și 5.73. Aceasta se întîmplă deoarece (fig. 5.76 *c*) la curentul tunel din metal în semiconductor contribuie și o componentă determinată de tunelarea electronilor pe stări de interfață situate în banda interzisă a semiconductorului și recombinarea acestora cu golurile din banda de valență. Această componentă face ca rezistența negativă să nu fie sesizabilă.

2. *Efectul tunel Fowler-Nordheim*

S-a studiat efectul tunel în structuri siliciu-bioxid de siliciu-aluminiu/magneziu în care stratul de oxid este relativ gros (600–5000Å) [51]. La tensiune mare, $qV \gg q\Phi$, (metalul este polarizat negativ), grosimea barierei este redusă sub 50Å și este posibil efectul tunel; acesta este efectul tunel Fowler-Nordheim. $q\Phi$ este înălțimea barierei de potențial metal-izolator Expresia curentului tunel Fowler-Nordheim este

$$j = \frac{3{,}38 \cdot 10^{10} \mathcal{E}^2}{q\Phi} \exp\left[-\frac{0{,}69(q\Phi)^{3/2}}{\mathcal{E}}\right]. \tag{5.88}$$

Ea se obține din ecuațiile (5.82) și (5.83) cu condiția $q \gg q\Phi$; $\mathcal{E}$ este intensitatea cîmpului electric.

5.15. Tranzistoarele cu electroni fierbinți

Sînt constituite din strate subțiri alternative de metal, și izolator sau semiconductor. În tranzistorul metal-izolator-metal-izolator-metal [52] curentul curge prin efect tunel (fig. 5.77*a*). În afara acestuia mai există încă trei tipuri de tranzistoare cu electroni fierbinți.

Tranzistorul metal-izolator-metal-semiconductor în care colectorul este o diodă Schottky se mai numește și tranzistor tunel deoarece ca și în tranzistorul de mai sus emitorul injectează purtători în bază prin efect tunel (fig. 5.77*b*) [53]. Curentul care curge satisface relația Fowler-Nordheim (5.88). Valorile obișnuite ale parametrilor structurii sînt $d_e = 20$Å, $\Phi = 1$V, și permitivitatea dielectrică relativă a emitorului $\varepsilon_r = 4$.

– Tranzistorul semiconductor-metal-semiconductor (fig. 5.77*c*) în care și emitorul este o diodă Schottky [54].

Concentrația donorilor din emitor este de ordinul 10^{16}cm^{-3}, grosimea bazei $d = 100$Å iar înălțimea barierei $q\Phi = 0{,}8$eV. După cum se observă și pe figură nu se injectează purtători din bază în emitor și prin urmare eficiența emitorului este egală cu unitatea.

– Tranzistorul limitat de sarcina spațială (fig. 5.77*d*) în care în emitor curentul electric este limitat de sarcina spațială [55]. Un asemenea

tip de tranzistor este de exemplu compus din In—CdS—Au—Ge. Emitorul (CdS) se presupune că nu conține sarcini fixe ori capcane cu un singur tip de purtători pe ele.

Fig. 5.75. — Conductanța tunel în funcție de tensiune.

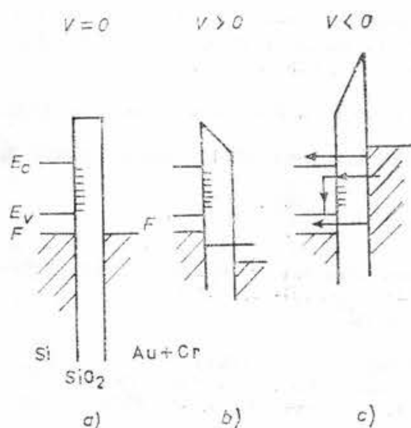


Fig. 5.76. — Diagrama energetică a sistemului Si-SiO_2-(AuCr) la diverse condiții de polarizare.

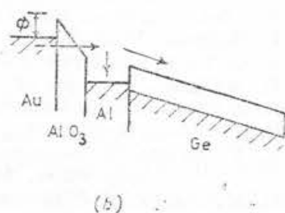


Fig. 5.77. — Tranzistoare cu electroni fierbinți: *a* — metal-izolator-metal-izolator-metal; *b* — metal-izolator-metal-semiconductor; *c* — semiconductor-metal-semiconductor; *d* — tranzistorul limitat de sarcina spațială.

Aceste tranzistoare se numesc tranzistoare cu purtători fierbinți deoarece prin bază (care este un metal) electronii sosiți din emitor au energie mult mai mare decît energia medie termică a electronilor din metalul respectiv. Frecvența cea mai mare de funcționare o are tranzistorul semiconductor-metal-semiconductor, care are performanțe mai bune decît tranzistorul cu joncțiuni.

BIBLIOGRAFIE

1. S. R. Hofstein, G. Warfield, Solid State Electron., **8**, 321 (1965).
2. A. Goetzberger, Bell Syst. Tech. J., **45**, 1097 (1966).
3. B. E. Deal, E. H. Snow, C. A. Mead, J. Phys. Chem. Solids, **27**, 1873 (1966).
4. R. Williams, J. Vac. Sci. Technol., **14**, 1106 (1977).
5. R. Williams, Phys. Rev., **A140**, 569 (1965).
6. R. Williams, *Semiconductor and Semimetals*, Academic Press, New York, vol. 6, p. 97, 1970.
7. A. M. Goodman, Phys, Rev., **152**, 785 (1966).
8. E. H. Nicollian, J. Vac. Sci., Technol., **14**, 1112 (1977).
9. A. Goetzberger, V. Heine, E. H. Nicollian, Appl., Phys. Lett., **12**, 95 (1968).
10. E. H. Nicollian, A. Goetzberger, Bell. Syst. Tech. j., **46**, 1055 (1967).
11. L. M. Terman, Solid State Electron., **5**, 285 (1962); P. D. Tonner, J. G. Simmons, Rev. Sci. Instruments, **51**, 1378 (1980).
12. C. N. Berglund, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-13**, 701 (1966).
13. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Willey & Sons, 1969. P. Richman, *MOS Field Effect Transistors and Integrated Circuits*, John Willey&Sons, New York 1973.
14. B. E. Deal, M. Sklar., A. S. Grove, E. H. Snow, J. Electrochem., Soc., **114**, 266 (1966).
15. E. Arnold, J. Ladell, G. Abowitz, Appl. Phys. Lett., **13**, 413 (1968).
16. B. E. Deal, F. L. Mackenna, P. L. Castro, J. Electrochem. Soc. **116**, 997 (1969).
17. G. F. Derbenwick, J. Appl. Phys., **48**, 1127 (1977).
18. W. Hickmott, Phys. Rev. Lett., **32**, 65 (1974).
19. R. Williams, M. H. Woods, J. Appl. Phys., **46**, 695 (1975).
20. A. G. Tangen, J. Middelholk, N. T. de Rooij, J. Appl. Phys., **49**, 2876 (1978).
21. R. Williams, J. Appl. Phys., **37**, 1491 (1966).
22. D. J. DiMaria, J. M. Aitken, D. R. Young, J. Appl. Phys., **47**, 2740 (1976).
23. P. K. Nanta, M. W. Hillen., J. Appl. Phys., **49**, 2863 (1978).
24. K. Yamashita, M. Iwamoto, T. Hino, J. Appl. Phys., **49**, 2866 (1978). T. H. Di Stefano, J. Appl. Phys., **44**, 527 (1973).
25. R. J. Kriegler, Y. C. Cheng, D. R. Colton, J. Electrochem., Soc., **119**, 388 (1972).
26. A, Goetzberger, E. H. Niccollian, Bell Syst. Tech. J., **46**, 513 (1967).
27. J. Grosvalet, C. Tund, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-14**, 777 (1967).
28. J. R. Schrieffer, Phys. Rev., **97**, 641 (1955).
29. D. R. Frankl, *Electrical Properties of Semiconductor Surfaces*, Pergamon Press, New York, 1967.
30. A. S. Grove, *Fizica şi tehnologia dispozitivelor semiconductoare*, Edit. tehnică, Bucureşti, 1973.
31. J. P. Mitchell, D. K. Wiolson, Bell. Syst. Tech. J., **46**, 1 (1967).
32. A. S. Grove, E. H. Snow, Proc. IEEE, **54**, 894 (1966).
33. Z. Lukes, Solid State Electron , **9**, 21 (1966)
34. O. Leistiko, Jr , A. S. grove, C T. Sah, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-12**, 248 (1965).
35. L. Vadasz, A. S. Grove, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-13**, 863 (1966).
36. J. G. Simmons, J. Phys. D. Appl. Phys., **4**, 613 (1971).
37. P. Hesto, Thin Solid Films, **51**, 23 (1978); E. Schakawska, J. Sczeklil, Thin Solid Films, **75**, 177 (1981).
38. C. B. Duke, in *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, New York, 1969.
39. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, Bucureşti, 1978.
40. R. Stratton, Phys, Rev., **136**, A837 (1964).
41. J. Appelbaum, Phys. Rev., **154**, 633 (1967).
42. J. M. Rowell, in *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, 1969.
43. P. K. Hansma, Physics Reports, **30C**, 2 (1977).
44. V. Dolocan, Simpozionul naţional de fizica solidului, Cluj-Napoca, 1978, p. 22.
45. V. Dolocan, Phys. Stat. Sol., **(a)** **45**, K155 (1978).
46. G. Taylor, B. Lalevic, Solid State Electron., **19**, 669 (1976).
47. K. L. Chopra, J. Appl. Phys., **36**, 184 (1963).
48. D. Dascălu, Injecţia unipolară în dispozitive electronice semiconductoare, Edit. Academiei, Bucureşti, 1972.
49. L. Esaki, P. J. Stiles, Phy. Rev. Lett.,**16**, 1108 (1966); L. Esaki, Uspehi, Fiziceskih Nauk, **116**, 569 (1975).
50. W. E. Dalke, S. M. Sze, Solid State Electron., **10**, 865 (1967).
51. M. Lenzlinger, E. H. Snow, J. Appl., Phys., **40**, 278 (1969).
52. C. A. Mead., Proc. IRE, **48**, 359 (1960).
53. J. P. Spratt, R. F. Schwartz, W. M. Kane, Phys. Rev. Lett., **6**, 341 (1961).
54. D. V. Geppert, Proc. IRE, **50**, 1527 (1962).
55. G. T. Wright, Solid State Electron., **5**, 117 (1962).

Capitolul 6

DISPOZITIVE DE MEMORIE ŞI DE IMAGINE. XEROGRAFIA

A. *DISPOZITIVE DE MEMORIE, NEVOLATILE, CU SEMICONDUCTOARE*

Datorită dezvoltării rapide a tehnologiei siliciului, memoriile cu semiconductoare vor înlocui destul de curînd memoriile magnetice în sistemele electronice de calcul deoarece memoriile cu semiconductoare au avantaje incontestabile : viteză mare de răspuns, densitate mare pe suprafaţă, cost scăzut şi putere mare.

Un dezavantaj al memoriilor cu semiconductoare realizate iniţial era volatilitatea lor, adică pierderea datelor stocate în memorie în momentul întreruperii sursei de alimentare. S-au propus diverse metode pentru a se înlătura acest neajuns. Printre acestea se poate cita folosirea unei baterii sau a unui capacitor de susţinere a memoriei [1]. De exemplu, energia stocată în capacitor se utilizează în timpul întreruperii sursei de alimentare pentru a transfera informaţia stocată din memoria semiconductoare într-o memorie permanentă (magnetică sau semiconductoare nevolatilă). Aceasta necesită folosirea în plus a unei memorii permanente. Nici metoda folosirii unei baterii de susţinere nu este avantajoasă, datorită consumului de energie. Cea mai bună metodă este folosirea memoriilor nevolatile cu semiconductoare. Nevolatilitatea memoriei se poate realiza prin stocarea de sarcină în poarta unui tranzistor cu efect de cîmp cu poartă izolatoare sau prin polarizarea unui material feroelectric situat în poarta unui tranzistor cu efect de cîmp. Stocarea de sarcină se poate face în două moduri : (1) într-un strat subţire conductor sau semiconductor ori particule conductoare situate între două strate izolatoare : asemenea dispozitive se numesc dispozitive cu poartă plutitoare ; (2) prin captarea sarcinii pe capcane situate la interfaţă într-o structură cu poartă izolatoare cu mai multe straturi şi/sau în volumul izolatorului ; acestea se numesc dispozitive cu captare de sarcină. În paragraful 6.1 vom prezenta dispozitivele cu poartă plutitoare, în 6.2 dispozitivele cu captare de sarcină, în 6.3 dispozitivele cu materiale feroelectrice iar în 6.4 vom prezenta celulele de memorie.

Au fost propuse și realizate mai multe modele. Primul model, reprezentat în figura 6.1, este un tranzistor cu efect de cîmp cu poartă izolatoare de tipul metal-izolator-metal-izolator-semiconductor (MIMIS). Poarta plutitoare este metalul M_1 iar poarta exterioară este metalul M_2. Sarcina se înmagazinează (stochează) în banda de conducție a metalului M_1. Prin aplicarea unei tensiuni pozitive pe M_2 electronii tunelează prin izolatorul I_1, care este destul de subțire (< 50Å), în banda de conducție a metalului M_1 unde rămîn stocați după ce se îndepărtează tensiunea pozitivă aplicată pe poartă. La descărcare se aplică pe poartă tensiune negativă ($V_G<0$). Acest dispozitiv de memorie nu este practic deoarece stra-

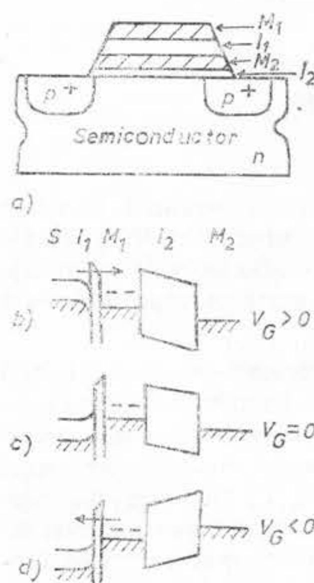


Fig. 6.1. — Memoria cu poartă plutitoare : *a* — structura ; *b* — încărcarea ; *c* — starea de încărcare ; *d* — descărcarea.

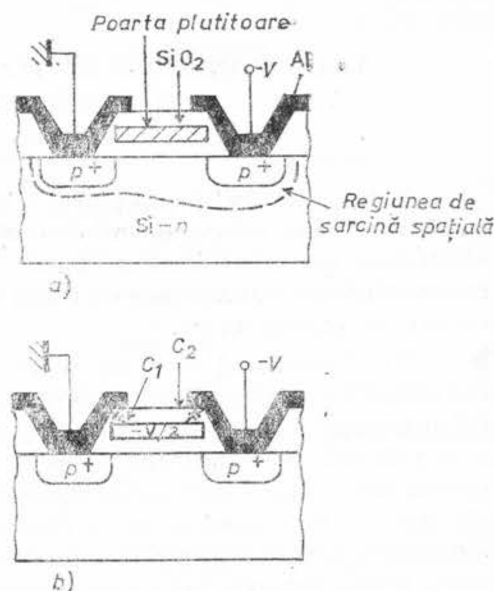


Fig. 6.2. — Memoria cu injecție în avalanșă a electronilor în poarta plutitoare.

tul izolator I_1 fiind foarte subțire este dificil de a-l realiza uniform ; există în el insule metalice prin care se scurge (se pierde) sarcina stocată. Într-o altă variantă [3], metalul de stocare M_1 se înlocuiește cu particule metalice separate între ele la distanțe mai mici decît lungimea de ecranare Debye. De exemplu, s-au folosit particule de platină de grosime aproximativ 35Å puse între cele două strate de oxid, I_1 (bioxidul de siliciu cu grosimea 25Å) și I_2 (oxid de aluminiu cu grosimea 350Å). În figura 6.2 este reprezentat un alt tip de structură. Dezavantajul memoriei MIMIM cu I_1 subțire care o face impracticabilă datorită efectului de pierdere a fost înlăturat prin înlocuirea stratului izolator I_1 subțire cu un strat izolator gros (SiO_2 de grosimea $\sim$ 1 000Å) iar încărcarea porții plutitoare, care de astă dată este din siliciu policristalin, se face prin injecția prin ionizare în avalanșă [4]. Joncțiunea drenei este polarizată invers pînă la tensiunea de declan-

şare a străpungerii în avalanşă, electronii sînt acceleraţi de cîmpul din regiunea sarcinii spaţiale a drenei şi sînt injectaţi din substratul de siliciu în stratul de bioxid de siliciu (fig. 6.2*a*). Electronii sînt antrenaţi de cîmpul din oxid şi ajung la poarta plutitoare; tensiunea aplicată se divide în două aşa cum este reprezentat în figura 6.2*b* astfel că se stabileşte un cîmp şi în stratul de oxid. Pentru a „şterge" memoria, adică a înlătura sarcina stocată în poarta plutitoare trebuie fie să se înlăture sarcina de electroni injectată, fie să se injecteze goluri pentru a neutraliza această sarcină. Injecţia golurilor este un proces care se desfăşoară mult mai încet decît injecţia electronilor [5]. Mai mult, pentru aceasta este necesar şi electrodul poartă superior. Înlăturarea sarcinii electronilor se poate face pe mai multe căi. O cale constă în realizarea condiţiei pentru tunelarea electronilor din poarta plutitoare prin stratul gros de oxid pe baza procesului Fowler-Nordheim, ceea ce necesită o tensiune destul de mare. O altă cale este extragerea electronilor din poarta plutitoare cu ajutorul razelor X sau luminii ultraviolete. O cale mai avantajoasă este folosirea unei structuri metal-izolator-semiconductor-izolator-semiconductor (MISIS) prezentată în figura 6.3 [6]. Regiunea haşurată constituie poarta plutitoare care este alcătuită din siliciu policristalin de rezistivitate mare. Această structură dă posibilitatea să se stabilească uşor un cîmp electric în poarta plutitoare prin aplicarea unei tensiuni electrice între poarta exterioară şi substrat. Electronii stocaţi în poarta plutitoare sînt acceleraţi de acest cîmp şi capătă suficientă energie pentru a trece prin stratul de oxid şi a pătrunde în substratul semiconductor ori în electrodul metalic al porţii, depinzînd de polaritatea

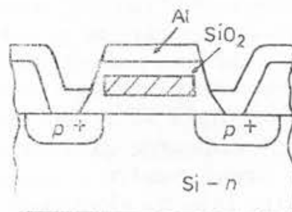


Fig. 6.3. — Dispozitivul de memorie metal-izolator-semiconductor-izolator semiconductor.

tensiunii aplicate. Stratul de oxid este suficient de gros (300—500Å) pentru a se evita pierderile prin eventualele insule. Un alt tip de memorie este memoria cu poartă plutitoare care foloseşte injecţia din canal. Ca şi în cazul anterior poarta plutitoare este izolată cu un strat gros de oxid pentru a împiedica scurgerile de sarcină [7]. Poarta plutitoare poate fi semiconductoare sau metalică. Structura are şi poartă superioară (fig. 6.4*a*) care foloseşte la încărcarea sau descărcarea porţii plutitoare. Poarta superioară se polarizează la o tensiune pozitivă mare (aproximativ 60 V) pentru a se realiza canalul (strat de inversie) iar drena se polarizează pozitiv

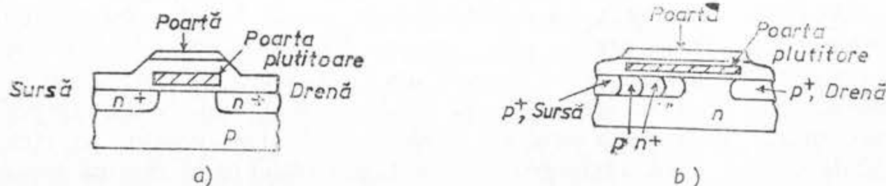


Fig. 6.4. — Memoria cu poartă plutitoare cu injecţie din canal (*a*) şi memoria cu poartă plutitoare cu două joncţiuni (*b*).

pentru a obține o valoare dorită a curentului de drenă. Electronii care participă la conducția curentului în canal, în regiunea de sarcină spațială a drenei capătă energie suficientă pentru a putea ajunge la poarta plutitoare pe care o încarcă cu sarcină. Pentru descărcarea porții plutitoare joncțiunea drenei se polarizează invers la o tensiune corespunzătoare apariției străpungerii prin ionizare în avalanșă care conduce la generarea electronilor și golurilor, de energie mare, iar poarta superioară este legată la masă ori polarizată negativ pentru a favoriza injecția golurilor în stratul de oxid, ajungerea acestora la poartă unde neutralizează sarcina de electroni stocată. Atît injecția electronilor din canal cît și injecția golurilor provenite din avalanșă sînt procese care decurg încet și viteza de lucru a unor asemenea memorii este mică. Pentru a realiza un bit de memorie, acest dispozitiv se folosește în serie cu un tranzistor cu efect de cîmp. Altă metodă de realizare a încărcării și descărcării porții plutitoare se folosește în str-ctura prezentată în figura 6.4*b*, care conține două joncțiuni. Structura porții este aceeași cu a dispozitivului cu injecție din canal. Această structură are canal de tip *p* și i se adaugă în regiunea canalului o joncțiune n^+p ; regiunea *p* este în contact cu regiunea p^+ a sursei iar regiunea n^+ este în contact cu stratul bazei. Joncțiunea n^+p adăugată este necesară pentru injecția golurilor în procesul de descărcare a porții plutitoare. Procesul de încărcare are loc ca și mai înainte. Joncțiunea p^+n a drenei se polarizează la o tensiune inversă pentru a se realiza străpun erea în avalanșă iar electronii rezultați se injectează în poarta plutito e prin legarea porții (superioare) la masă ori polarizarea ei pozitivă. Procesul de descărcare se obține astfel. Sursa se leagă la masă iar substratul se polarizează pozitiv pînă la o tensiune la care se realizează străpungerea în avalanșă a joncțiunii n^+p, proces în care se generează electroni și goluri de energie mare. Poarta superioară se polarizează negativ astfel că se favorizează injecția golurilor în poarta plutitoare unde neutralizează sarcina stocată. În figura 5,6*a* este prezentată structura numită cu injecție plană. Injecția golurilor se obține prin aplicarea unei tensiuni negative pe poartă și a unei tensiuni pozitive pe drenă pentru a cauza străungerea în avalanșă la joncțiunea drenei. Pentru injecția electronilor trebuie să se formeze sub poartă o regiune groasă de sarcină spațială în care să se realizeze străpungerea în avalanșă. Pentru a obține sub poartă o regiune de sarcină spațială (strat de deflexie) într-un tranzistor cu efect de cîmp cu canal de tip *n* prin polarizarea pozitivă a porții este necesar ca sursa și drena să fie la circuit deschis ori să fie polarizate pozitiv. În figura 6.5*b* este reprezentată o structură cu poartă plutitoare care poate fi comutată optic [9]. Se polarizează sursa, drena și poarta astfel ca să apară sub poartă un strat de deflexie de lărgime mare, se generează în acest strat perechi electron-gol prin iluminare și se încarcă) sau se descarcă poarta plutitoare după polaritatea tensiunii aplicată pe poartă (prin metodele descrise mai sus. În figura 6.6 este reprezentată diagrama energetică a memoriei cu poartă izolatoare semiconductoare în care injecția are loc prin tunelare. Structura este alcătuită astfel. Pe un substrat de siliciu s-a crescut un strat subțire de oxid (20—40Å) peste care s-a depus un strat (200—1 000Å) de siliciu policristalin de rezistivitate mare. Acest ultim strat s-a oxidat termic și s-a obținut un strat de oxid de 800—1 500Å. Oxidarea se face rapid astfel ca să rămînă insule de siliciu care joacă rol de poartă plutitoare ; poartă plutitoare este alcătuită prin urmare din particule semiconductoare. O asemenea structură are un

timp mic de comutare de aproximativ 20 ns. Diagrama de benzi de energie cînd poarta este neutră este reprezentată în figura 6.6*a*.

Aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă determină tunelarea electronilor din substrat în insulele de siliciu care se încarcă (fig. 6.6*b*). După îndepărtarea tensiunii pozitive de pe poartă starea energetică a structurii

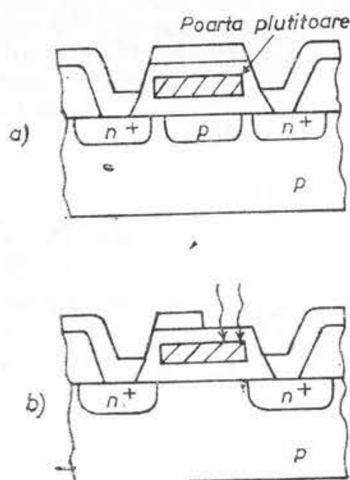


Fig. 6.5. — Dispozitivul cu injecție plană (*a*) și dispozitivul cu comutare optică (*b*).

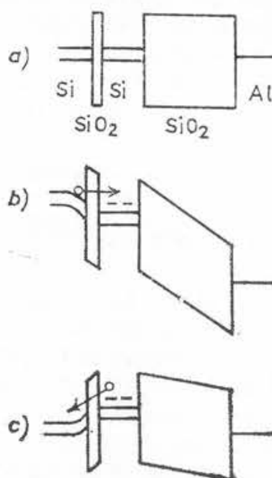


Fig. 6.6. — Diagrama de benzi de energie a structurii Si-SiO_2-Si-SiO_2-Al : *a* — poarta plutitoare este neutră ; *b* — încărcarea porții plutitoare prin aplicarea unei tensiuni pozitive pe poartă ; *c* — starea după ce s-a înlăturat tensiunea pe poartă.

arată ca în figura 6.6.*c*. Descărcarea se face astfel: prin polarizarea negativă a porții sarcina tunelează înapoi [10]. S-au realizat, de asemenea, structuri în care poarta plutitoare este alcătuită din atomi cu proprietăți corespunzătoare, situați între două strate dielectrice. Densitatea atomilor este $10^{14} - 10^{15}$ cm^{-3} [11]. S-au folosit în general atomi de wolfram. Un nou tip de structură cu poartă plutitoare a fost propus recent [12]. Structura, reprezentată în figura 6.7*a*, are două porți, din siliciu policristalin. Poarta de jos, p.p., este poarta plutitoare, iar poarta de sus, p.c., este poarta de control. Poarta de jos slab dopată iar poarta de sus este puternic dopată, avînd o comportare electrică cvasimetalică. Etapele procesului de fabricare sînt următoarele: (1) creșterea primului strat de oxid al porții; (2) depunerea primului strat de siliciu policristalin și creșterea celui de al doilea strat de oxid al porții; (3) depunerea celui de al doilea strat de siliciu policristalin, decuparea ferestrelor pentru difuzia sursei și drenei care se face simultan cu doparea stratului al doilea de siliciu policristalin; (4) depunerea oxidului final și a contactului metalic al porții de control. Principiul de lucru al dispozitivului este următorul. Pentru a înscrie o informație în memorie joncțiunea p^+n a drenei se polarizează la o tensiune corespun-

zătoare declanşării străpungerii prin ionizare în avalanşă. Electronii fierbinţi din regiunea de avalanşă sînt injectaţi în stratul de SiO_2 şi încarcă poarta plutitoare (p.p). Sarcina negativă din poarta plutitoare induce un strat de inversie de tip *p* între sursă şi drenă aşa cum se reprezintă în diagrama de benzi de energie din figura 6.7*b*. În timpul acestui proces, de

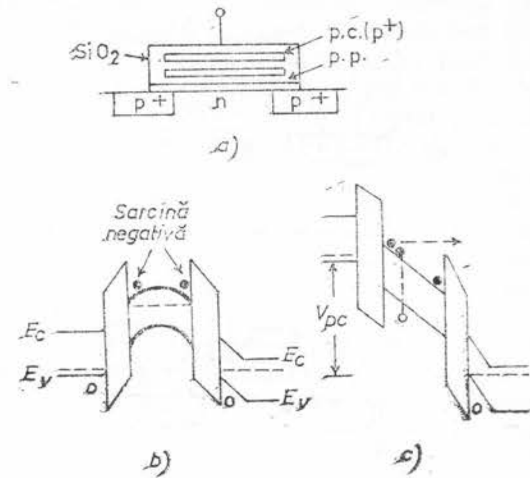


Fig. 6.7. — Structura cu poartă plutitoare (*a*) : diagrama energetică după înscriere (*b*) şi în timpul ştergerii (*c*).

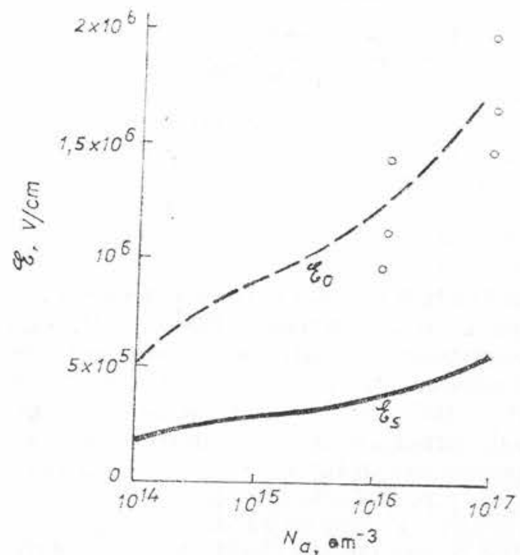


Fig. 6.8. — Cîmpul critic pentru multiplicare în avalanşă, în stratul de siliciu E_s şi în cel de oxid $\mathcal{E}_o$.

avalanşă la drenă, poarta de control se poate polariza pozitiv. Pentru a şterge sarcina negativă din poarta plutitoare se aplică pe poarta de control un puls de tensiune negativă suficient de mare astfel ca să se iniţieze multiplicare prin ionizare în avalanşă în poarta plutitoare (fig. 6.7*c*). Este de aşteptat ca acest proces să aibă loc în poarta plutitoare (de tip *p*) cu $N_a \leqslant \leqslant 10^{17} cm^{-3}$, însă trebuie observat că injecţia în avalanşă a electronilor în stratul de SiO_2 de jos (pentru un cîmp dat în oxid) este mult mai eficientă la concentraţii de dopaj mai mici în poarta plutitoare. În figura 6.8 este

reprezentată dependenţa cîmpului critic pentru ionizarea în avalanşă în siliciu ($\mathscr{E}_s$) şi în stratul de oxid ($\mathscr{E}_0$) în funcţie de concentraţia N_a a acceptorilor. Sarcina din stratul de oxid, în figura 6.7 *b*, corespunzătoare unei variaţii de 10V a tensiunii de prag, pentru o grosime de 1 000Å a oxidului de deasupra porţii plutitoare este $-3{,}5 \cdot 10^{-7}$C/cm². Din figura 6.8 se deduce că această sarcină poate fi ştearsă cu 10^4-10^5 pulsuri pe poarta de control de o asemenea amplitudine încît să producă un cîmp electric în oxidul de sub p.p. de $1-2 \cdot 10^6$V/cm, depinzînd de concentraţia de dopaj din p. p. Dacă timpul de repetiţie şi durata pulsului sînt de ordinul 10^{-6}, atunci pentru ştergerea informaţiei din memorie este necesar un timp de 10—100 ms. La începerea procesului de ştergere sarcina în p. p. are valoarea $\simeq -3{,}5 \cdot 10^{-7}$C/cm².

6.2. Dispozitive de memorie cu captare de sarcină

Cele mai importante sînt structurile de tipul metal-nitrură-oxid-semiconductor (MNOS) dintre care cele mai obişnuite sînt aluminiu-nitrură de siliciu-bioxid de siliciu-siliciu [13]. O memorie MNOS cu tranzistor cu efect de cîmp cu canal de tip *n* este reprezentată în figura 6.9. Pentru a comuta structura într-o stare cu tensiune mare de prag (conducţie slabă) se aplică pe poartă un puls de tensiune mare pozitivă (fig. 6.9*b*) care antrenează electronii din substratul de siliciu către electrodul porţii.

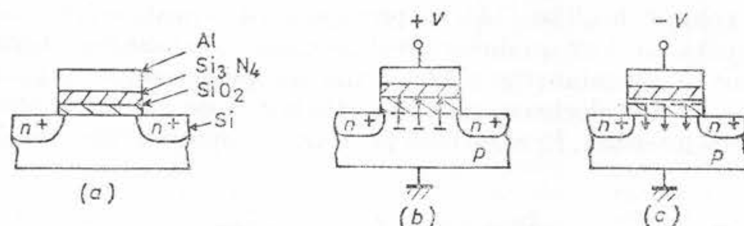


Fig. 6.9. — Memoria MNOS (*a*) ; comutarea în starea de prag de tensiune mare (*b*) ; comutarea în starea de prag de tensiune mică (*c*).

Pentru a comuta structura într-o stare de tensiune mică de prag (conducţie bună) se aplică pe poartă un puls de tensiune negativă, care antrenează electronii din stratul porţii înapoi în substrat. Cele două praguri de tensiune diferite între ele reprezintă cele două stări ale memoriei „0" şi „1", care pot fi desemnate arbitrar. Pentru a studia încărcarea şi descărcarea dispozitivului MNOS se porneşte de la ecuaţia de continuitate

$$\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \tag{6.1}$$

j_x este curentul de conducţie în direcţia x perpendiculară pe poartă iar ρ este densitatea de sarcină captată la interfaţa oxid-nitrură ; se presupune că nu se captează sarcină în volumul izolatorilor. În această presupunere

curentul electric este constant într-un izolator dat și are valoarea j_0 în oxidul de siliciu și j_n în nitrura de siliciu. Notăm sarcina de interfață cu Q_i. După aplicarea tensiunii V (fig. 6.10), ecuația (6.1) devine

$$\frac{dQ_i(V, t)}{dt} = j_0(V, t) - j_n (V, t). \tag{6.2}$$

Pe baza acestei ecuații s-a calculat numeric timpul de comutare și cel de memorare. Mecanismele de injecție a sarcinii depind de grosimea oxidului și de tensiunea aplicată. Pot avea loc următoarele mecanisme: (a) tunelarea directă (fig. 6.11*a*) care implică strat subțire de oxid și cîmp intens: (b) tunelarea Fowler-Nordheim (fig. 6.11 *b*) care implică strat gros de oxid și cîmp foarte intens; (c) tunelarea Fowler-Nordheim modificată care implică strat subțire de oxid și cîmp electric de intensitate medie (fig. 6.11*c*); (d) injecția, cu participarea capcanelor (fig. 6.11*d*); (e) injecția purtătorilor fierbinți care are loc la orice grosime a oxidului și orice intensitate a cîmpului electric. Unul din aceste mecanisme poate fi dominant, fără a fi unicul responsabil pentru injecție. Dacă stratul de oxid este subțire (< 50Å) are loc tunelarea electronilor prin stratul de oxid unde curentul de conducție este mult mai mare decît curentul prin nitrură astfel încît acesta din urmă poate fi neglijat [13]. Se presupune că capcanele sînt distribuite uniform spațial și că au un singur nivel energetic, localizat lîngă nivelul Fermi intrinsec al siliciului (fig. 6.12*a*). Cînd se aplică o tensiune pozitivă pe poartă (fig. 12.6 *b*) electronii tunelează din banda de valență a siliciului pe capcanele de interfață. În cazul cînd pe poartă se aplică o tensiune negativă

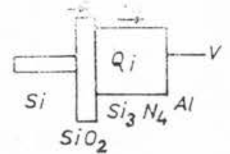


Fig. 6.10 – Structura MNOS în care se reprezintă curenții și sarcina stocată.

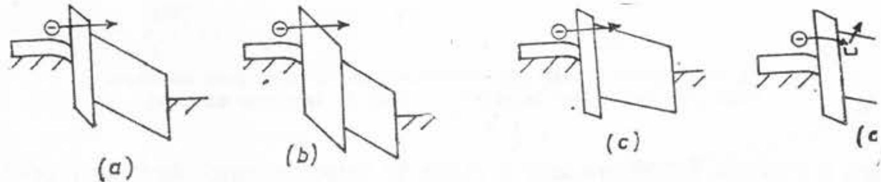


Fig. 6.11. – Mecanismele de injecție: *a* – tunelare directă; *b* – tunelare Fowler-Nordheim; *c* – tunelare Fowler-Nordheim modificată; *d* – tunelare cu participarea capcanelor.

(fig. 6.12*c*), electronii tunelează de pe capcane în banda de conducție a siliciului. Dependența deplasării tensiunii de bandă plată ΔV_{BP} depinde de lărgimea t a pulsului de tensiune de comutare după relația

$$\Delta V_{BP} \sim 0,577 + \ln(t/t_0). \tag{6.3}$$

Această relație este valabilă pentru $t > t_0$, unde t_0 este timpul de tranziție a electronilor între banda de valență (sau de conducție) a siliciu-

lui şi capcane. Dacă se ia în considerare şi dependenţa de amplitudinea V a pulsului de tensiune, atunci se poate scrie

$$\Delta V_{BP} \sim \ln[Ct \exp(-C_2/(V - \psi_s)], \qquad (6.4)$$

unde ψ_s este potenţialul de suprafaţă la suprafaţa siliciului iar C_1 şi C_2 sînt constante pozitive care depind de natura dispozitivului şi de proprietăţile materialelor. Relaţiile de mai sus se modifică în funcţie de distribuţia capcanelor [14]. Tunelarea Fowler-Nordheim modificată constă în următoarele [15]: electronii (golurile) tunelează prin stratul subţire de oxid şi printr-o porţiune din nitrura de siliciu în banda de conducţie (valenţă) a nitrurii de siliciu, atunci cînd se aplică pe poartă o tensiune pozitivă (negativă) (fig. 6.11*c*). Injecţia cu participarea capcanelor decurge astfel [16]. Electronul (golul) trece din banda de conducţie (de valenţă) a siliciului, în banda de conducţie (valenţă) a nitrurii de siliciu trecînd printr-o stare intermediară (capcană). Tranziţia poate avea loc prin tunelare sau tunelare cu activare termică. Injecţia purtătorilor fierbinţi are loc atunci cînd electronii în semiconductor sînt excitaţi cu fotoni sau alte particule [17], ori în cîmp electric [18] astfel încît ei capătă suficientă energie pentru a escalada bariera de la interfaţa semiconductor-izolator şi a fi injectaţi în izolator. S-au propus mai multe tehnici de măsură a proprietăţilor materialelor şi a comportării structurii MNOS în condiţii de comutare [19]. Caracteristicile importante ale structurii sînt viteza de comutare şi timpul de stocare. Aceste caracteristici depind de proprietăţile oxidului şi ale nitrurii. Viteza de comutare creşte cu scăderea grosimii oxidului şi cu creşterea densităţii capcanelor din nitrura de siliciu ; această ultimă afirmaţie implică presupunerea că conductivitatea nitrurii creşte cu creşterea densităţii capcanelor. S-a arătat că distribuţia densităţii, $N(x, t)$ a sarcinii captate în nitrura de siliciu este de forma

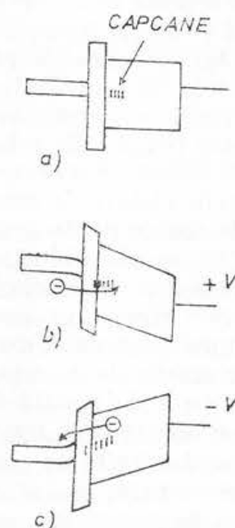


Fig. 6.12. — Diagrama de benzi de energie a structurii MNOS : *a* — la echilibru ; *b* — comutarea în starea cu tensiune mare de prag ; *c* — comutarea în starea cu tensiune mică de prag.

$$N(x, t) = \frac{N_t}{1 + \{\exp(x/x_0)[\exp(\gamma Q(t)) - 1]\}},$$

unde N_t este densitatea efectivă de centre de captură, presupusă constantă, egală cu densitatea maximă a purtătorilor captaţi ; x poziţia capcanei în nitrură $x = 0$ fiind situat la interfaţa oxid-nitrură ; $x_0 = 1/$ $/N_t\sigma$ este numită distanţa de captură ; σ secţiunea efectivă de captură pe capcane ; $Q(t)$ sarcina totală injectată în nitrură la timpul t. Menţionăm că creşterea vitezei de comutare determină micşorarea timpului de memorare, de reţinere a sarcinii stocate. După necesităţi, se optimizează

dispozitivul de memorie pentru un scop sau altul. De exemplu, s-au realizat dispozitive cu timp de comutare de ordinul nanosecundelor iar altele, care mențin memorată informația timp de zeci de ani. Avînd în vedere că sarcina este stocată în cea mai mare parte în volumul nitrurii structurii MNOS s-a dedus următoarea expresie a tensiunii de bandă plată în funcție de timp

$$V_{BP}(t) \simeq [V_{BP}^{1/2}(0) - \eta \ln(1 + Ct)]^2, \tag{6.5}$$

unde η este o constantă direct proporțională cu indicele de refracție al nitrurii, C o constantă determinată de $V_{BP}(0)$, nivelul energetic al capcanelor în nitrură etc. Această relație a fost verificată pe o perioadă de luni de zile ; ea poate fi folosită pentru determinarea indicelui de refracție al nitrurii și nivelelor energetice ale centrelor de captură din nitrură. Viteza de comutare depinde de asemenea așa cum reiese din relația (6.4), de tensiunea de comutare. S-a observat că cu creșterea numărului de cicluri de comutare între cele două stări ale tensiunii de prag (mare și mică) diferența între aceste valori extreme de prag, numită și fereastră a tensiunii de prag, scade (fig. 6.13). Acest efect s-ar datora pierderilor din sarcina stocată datorită tunelării înapoi de pe capcane pe stările de la interfața siliciu-oxid de siliciu precum și datorită degradării nitrurii de siliciu. S-a observat că nitrura de siliciu se străpunge (conductivitatea ei crește foarte mult) cînd sarcina cumulată care trece prin ea atinge densitatea $10^{19}cm^{-3}$. În general, într-un proces de comutare, sarcina care intră sau iese din nitrură este de $10^{13}cm^{-2}$ iar degradarea performanțelor memoriei are loc după 10^6 cicluri, ceea ce înseamnă că numărul total de purtători transportați prin nitrură este $10^{13} \cdot 10^6 = 10^{19}cm^{-2}$. S-a observat experimental că densitatea efectivă de capcane a unei structuri MNOS crește de aproape 6 ori (și la fel crește și conductanța în curent continuu) după o funcționare de $2{,}4 \cdot 10^7$ cicluri. Proprietățile oxidului și nitrurii și deci și ale structurii MNOS depind de proiectarea dispozitivului și de condițiile de funcționare. Un efect nedorit care apare în asemenea structuri (MNOS) este așanumitul efect „de trotuar" sau de margine. Așa cum se observă din figura 6.14 [între regiunea de cîmp, în care stratul de oxid este gros, și regiunea de memorie, în care oxidul este subțire există o regiune de tranziție în care grosimea oxidului

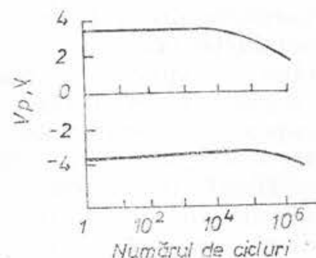


Fig. 6.13. — Tensiunile de prag, mare și mică, în funcție de numărul de cicluri de comutare.

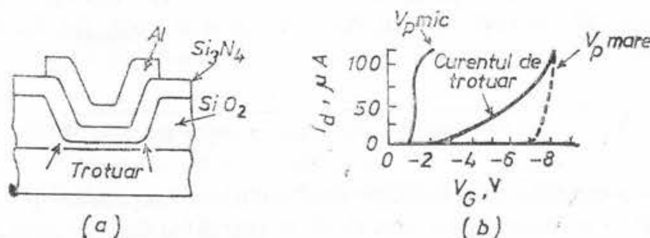


Fig. 6.14. — Efectul de „trotuar".

crește gradat și care ia de asemenea parte la procesul de memorie. Cînd regiunea de memorie a structurii MNOS este comutată între cele două valori de prag ale tensiunii, regiunea de tranziție va fi comutată la valori ale tensiunii de prag situate între valorile extreme de mai sus. Astfel cînd canalul principal este în condiția de tensiune mare de prag, regiunea de tranziție se poate afla în starea de conducție, de tensiune joasă. Caracteristica $I - V$ este reprezentată în figura 6.14*b*. Se observă că datorită efectului de trotuar curba $I_D = f(V_G)$ la pragul de tensiune mare (reprezentată punctat) se modifică (linia plină). Pentru eliminarea efectului de trotuar trebuie ca tranziția dintre stratul de oxid subțire și stratul de oxid gros să fie abruptă [21]. În structura MNOS, datorită densității mari a capcanelor în nitrură și valorii mari a secțiunii de captură asociată acestora sarcina este stocată în cea mai mare parte în volumul nitrurii și nu la interfața nitrură-oxid.

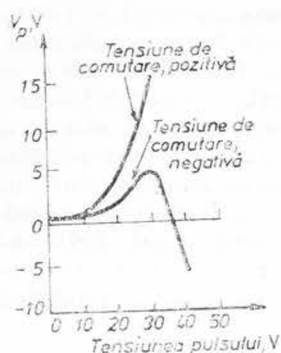


Fig. 6.15. — Tensiunile de prag ale structurii MAOS în funcție de amplitudinea pulsului de comutare.

În afară de structura MNOS, o altă structură căreia i se dă atenție este structura MAOS : metal-alumină-bioxid de siliciu-semiconductor. Structura MAOS are la comutare o comportare diferită față de structura MNOS. În structura MAOS, cînd se aplică o tensiune negativă pentru a comuta tensiunea de bandă plată (sau tensiunea de prag) către valori negative, cu creșterea duratei sau amplitudinii pulsului aplicat tensiunea de bandă plată nu se deplasează monoton în direcția negativă ca în cazul structurilor MNOS. Așa cum se observă în figura 6.15, tensiunea de bandă plată se deplasează întîi în direcția pozitivă apoi se întoarce și se deplasează spre tensiuni negative. Această comportare s-ar putea datora captării pe centre cu mai multe nivele, ori injecției electronilor din electrodul de aluminiu [22]. Injecția electronilor în structura MAOS din electrodul de aluminiu polarizat negativ ar putea fi evitată prin folosirea altui metal, cum ar fi aurul. O a doua caracteristică interesantă a structurilor MAOS este că ele din construcție conțin o sarcină negativă stabilă și deci au o tensiune pozitivă de bandă plată. S-a presupus că această sarcină ar fi localizată la interfața alumină-bioxid de siliciu și apare la stabilirea echilibrului termic al sistemului în timpul depunerii aluminei. Menționăm că structura MAOS are cîmpul critic de străpungere de $7 \cdot 10^6$V/cm, mai mic decît al structurii MNOS ($1,1 \cdot 10^7$V/cm) ; acestea sînt valorile critice de străpungere a izolatorilor în timp de secunde. Memoriile MAOS au o durată de funcționare mai mică decît memoriile MNOS.

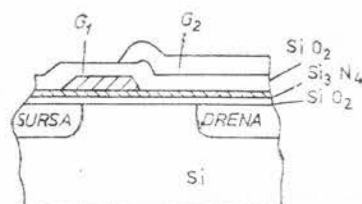


Fig. 6.16. — Structura MNOS cu poartă în piramidă.

Un alt tip de memorie este structura (tetroda) MNOS cu poartă în piramidă (fig. 6.16). Poarta de control G_1 controlează curentul din canal. În dispozitivul cu canal de tip *n* electronii sînt accelerați pînă devin fierbinți (capătă energie mare) și sînt antrenați către drenă. Poarta G_2 se pola-

rizează la o tensiune pozitivă mai mare decît drena, astfel că este favorizată injecția electronilor către poartă și sînt captați în stratul de nitrură ca informație stocată. Pentru ștergerea informației se aplică pe poarta G_2 o tensiune pozitivă mult mai mare decît cea folosită pentru scrierea informației, pentru a îndepărta sau a neutraliza electronii stocați în nitrură. Deoarece funcționează cu electroni fierbinți, aceste memorii au viteză de comutare mare și cîmpul electric de comutare este mai mic decît în structura MNOS convențională. Un alt avantaj al acestei memorii este că se poate construi pentru selecția bitului în trei dimensiuni. În afară de metoda electrică, pentru comutare se pot folosi și metode optice [23]. Cînd sursa și drena unei structuri de memorie cu canal de tip *p* se află la circuit deschis, aplicarea unei tensiuni negative pe poartă va determina apariția sub ea a unui strat de sarcină spațială (de deflexie). Cea mai mare parte din tensiunea aplicată cade pe această regiune de deflexie și nu pe izolatorul porții, astfel că nu are loc comutarea. Dacă în această situație se iluminează structura și prin poarta (transparentă) lumina ajunge în regiunea de deflexie, aci se generează perechi electron-gol și golurile sînt accelerate către izolatorul porții. Are loc astfel comutarea și tensiunea de prag se modifică în concordanță cu intensitatea luminii.

6.3. Memorie cu poartă feroelectrică

Structura este reprezentată în figura 6.17 *a*. Ca izolator al porții se folosește un strat subțire feroelectric, cum ar fi titanatul de bismut, care are ciclul de histerezis de formă pătrată [24]. Asemenea memorii se mai numesc FETEC (feroelectric tranzistor cu efect de cîmp). Polarizînd materialul feroelectric așa cum se reprezintă în figura 6.17, dspozitivul se

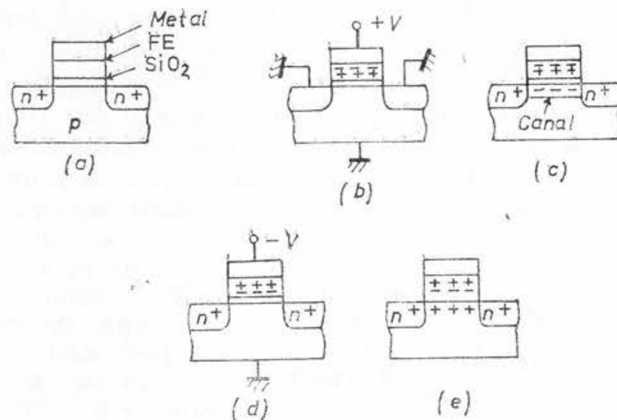


Fig. 6.17. — Un tranzistor feroelectric cu efect de cîmp : *a* — structura ; *b* — comutarea în starea „da"; *c* — stare „da"; *d* — comutarea în starea „nu"; *e* — starea „nu".

poate comuta din starea „da" (de prag jos) în starea „nu" (prag sus). Deoarece se utilizează efectul de polarizare, în FETEC o tensiune pozitivă pe poartă deplasează pragul de tensiune în direcția negativă și viceversa.

În dispozitivele cu stocare de sarcină, MNOS sau cu poartă plutitoare, în care sarcina este extrasă sau se întoarce în substratul semiconductor, o tensiune pozitivă pe poartă deplasează tensiunea de prag în direcţia pozitivă şi viceversa, contrar efectului de comutare în FETEC. Avantajele FETEC faţă de celelalte dispozitive sînt următoarele : (a) datorită constantei dielectrice mari am aterialelor feroelectrice, lucrează la tensiuni mici ; (b) au viteză mare de comutare ; (c) nu există fenomenul de reducere a ferestrei (diferenţa dintre cele două tensiuni de prag) ; în FETEC comutarea implică mişcarea domeniilor, fenomen care nu duce la o degradare în timp a izolatorului după multe cicluri de funcţionare. Are şi unele dezavantaje : (a) datorită depolarizării spontane, timpul de reţinere a memoriei în stare perfectă nu este mare ; (b) în timpul depunerii materialului feroelectric apare o densitate mare de stări la interfaţa semiconductor-izolator ; (c) există pierderi mari prin poartă datorită conductivităţii relativ mari a izolatorului, care are constantă dielectrică mare ; (d) citirea este perturbată de devierea de la valoarea de prag.

6.4. Reţele de memorie

O structură a unei reţele de memorie MNOS este reprezentată în figura 6.18. Se poate creşte densitatea de elemente pe suprafaţă dacă stratele nitrură-oxid subţire se depun în fişii continue (nu pătrate separate) [25]. Primul set de linii de cuvînt este constituit din siliciu policristalin. După oxidare se depune aluminiu, care constituie al doilea set de linii de cuvînt. Această structură are unele dezavantaje : (a) liniile de cuvînt din siliciu policristalin au rezistenţă mare, (b) proprietăţile dispozitivului MNOS sînt afectate de temepratura mare la care are loc oxidarea siliciului policristalin,

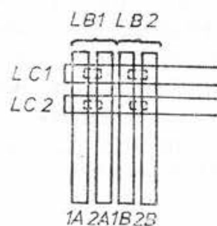


Fig. 6.18. — O reţea de memorie MNOS cu patru biţi.

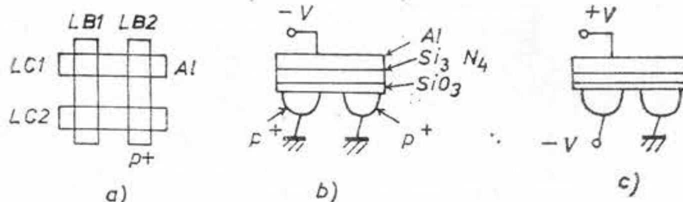


Fig. 6.19. — Reţea de memorie doi pe doi (*a*) ; operaţia de ştergere (*b*); scrierea selectivă (*c*).

(c) dificultatea construirii „driver"-elor de cuvînt între liniile de cuvînt. În figura 6.19 se arată o structură mai simplă atît în ceea ce priveşte fabricarea cît şi în ceea ce priveşte funcţionarea ei. Ea constă din linii de cuvînt

și linii de bit ortogonale între ele; o intersecție între o linie de cuvînt și o linie de bit este o celulă de memorie. Vederea în secțiune a unei linii de cuvînt este reprezentată în figura 6.19*b*. Să presupunem că trebuie ștearsă linia de cuvînt „1". În acest scop se aplică un puls de tesiune negativă pe linia de cuvînt „1" iar celelalte linii de cuvînt și toate liniile de bit sînt legate la masă (fig. 6.19*b*). (Menționăm că liniile de cuvînt sînt fișiile de aluminiu iar liniile de bit sînt fișiile p^+ difuzate). Acest puls de tensiune negativă trebuie să fie destul de lung pentru a se atinge starea de saturație*). Starea de saturație depinde de amplitudinea pulsului de tensiune și de grosimea și proprietățile stratului izolator. Să presupunem, de exemplu, că condiția de saturație reprezintă starea de sarcină zero. În continuare să presupunem că trebuie să înscriem linia 1, în bitul *A* să înscriem „0" și în bitul *B* să înscriem „1" (0 și 1 sînt definite arbitrar). Amintim că bitul este cea mai mică unitate de informație care poate fi stocată în sistemul binar; el are valorile „0"sau „1". Pe linia de cuvînt 1 se aplică un puls de tensiune pozitivă iar pe linia 1 de bit se aplică un puls de tensiune negativă, iar celelalte linii de cuvînt și linii de bit se leagă la masă. Cele două pulsuri de tensiune determină străpungerea joncțiunii p^+n în bitul *A* și electronii fierbinți sînt injectați în izolatorul de lîngă joncțiunea p^+n (fig. 6.19*c*). Cu injecția electronilor crește tensiunea de străpungere a joncțiunii p^+n în bitul localizat în *A*. Prin urmare, tensiunea aplicată trebuie să fie destul de mare pentru a susține străpungerea pînă se injectează cantitatea de sarcină dorită. Citirea se face astfel. Să presupunem că vrem să citim informația din biturile de pe linia de cuvînt 1. În acest scop se aplică un puls de tensiune pozitivă pe această linie și un puls de tensiune negativă pe toate liniile de bit astfel că joncțiunea p^+n localizată în bitul *B*(înscris „1") se va străpunge, pe cînd cea localizată în bitul *A* (înscris „0" nu se va străpunge. Citirea se face prin detectarea curentului de străpungere. Pulsurile de tensiune folosite la citire au amplitudinea mai mică și durata mai scurtă decît pulsurile de tensiune folosite la înscriere. Biturile în care era înscris „1" după citire rămîn parțial înscrise „0". După un număr de citiri datele înscrise trebuie reîmprospătate. Rețeaua (matricea) de memorie în care liniile de bit sînt strate n^+ difuzate în substratul *p* funcționează în mod analog, însă în acest caz nu este eficientă folosirea injecției golurilor provenite din ionizare în avalanșă a joncțiunii n^+p ci trebuie să se utilizeze tunelarea directă sau Fowler-Nordheim. Injec-

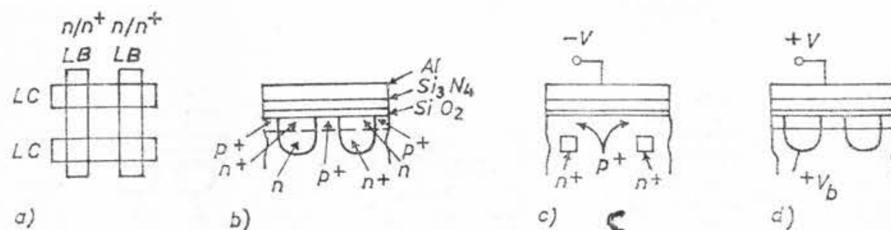


Fig. 6.20. — Rețea de memorie doi pe doi (*a*); vedere în secțiune (*b*); ștergerea informației (*c*); înscrierea selectivă (*d*).

ția în avalanșă a golurilor este un proces lent; ea poate fi folosită la citire. Nici rețelele de memorie cu liniile de bit n^+ nu elimină ștergerea parțială a înscrierii în timpul citirii. O structură cu citire nedestructivă este reprezentată în figura 6.20. În figura 6.20 *a* este reprezentată vederea de sus iar în

*) Adică întregul izolator de sub linia de cuvînt „1" să capete aceeași stare de sarcină.

figura 6.20*b* este reprezentată vederea în secțiune. Este reprezentat un dispozitiv MNOS însă pot fi folosite și dispozitive de tip MAOS, cu poartă plutitoare sau cu material feroelectric. Pentru a șterge un cuvînt se aplică un puls de tensiune negativă pe linia de cuvînt selectată iar celelalte linii sînt legate la masă. Tensiunea negativă inversează tipul de conducție al regiunii n al liniei de bit n/n^+ și astfel întreaga regiune de sub linia de cuvînt selectată este la potențialul substratului, care poate fi legat la masă (fig. 6.20*c*). Să presupunem că starea ștearsă este starea stratului izolator fără sarcini libere. Această poate fi definită arbitrar starea „1". Înscrierea se face prin injecția în avalanșă a electronilor din joncțiunea p^+n în bitul selectat. Polarizarea este astfel aleasă că străpungerea este împiedicată să aibă loc în celelalte bituri localizate pe aceeași linie și în toate biturile localizate pe celelalte linii. Pentru înscriere se aplică o tensiune V pe linia de cuvînt selectată iar toate celelalte linii sînt legate la masă. Apoi, se aplică o tensiune pozitivă V_b (fig. 6.20*d*) pe linia de bit pe care este localizat bitul în care trebuie să înscriem starea zero. Substratul și toate celelalte linii de bit se leagă la masă. Cele două tensiuni pozitive determină apariția străpungerii în avalanșă în joncțiunea p^+n selectată și injecția electronilor în izolator. Sarcina negativă din izolator, care reprezintă starea „0" cauzează inversia tipului de conducție a regiunii n de sub el și astfel, linia de bit n^+ este izolată de linia de cuvînt chiar cînd se aplică o tensiune pozitivă de valoare medie pe linia de cuvînt pentru citire. Cînd bitul selectat se află în starea „1" izolatorul are sarcină pozitivă sau este neutru și are sub el un strat de tip n de acumulare sau neutru și prin urmare, în acel loc, linia de cuvînt este cuplată cu linia de bit. Pentru citire se aplică pe linia de cuvînt selectată un tren de pulsuri pozitive scurte și această linie va cupla semnalul la liniile de bit acolo unde bitul localizat se află în starea „1" și este decuplată acolo unde bitul se află în starea „0". Citirea se poate face și aplicînd tensiunea pe liniile de bit și făcînd detecția pe liniile de cuvînt. Etapele în realizarea tehnologică a unei astfel de rețele sînt reprezentate în figura 6.21. Întîi se crește un strat subțire de oxid, apoi se depun pirolitic un strat de oxid dopat cu

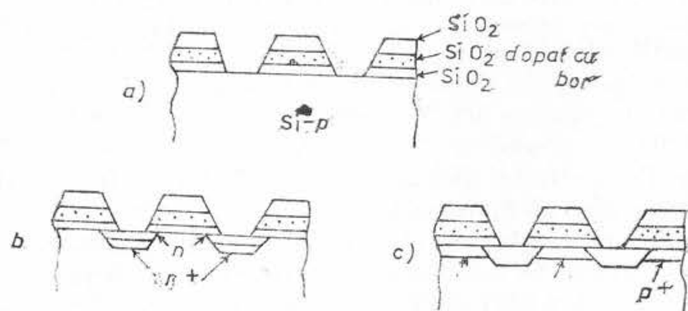


Fig. 6.21. — Treptele de fabricare a rețelei de memorie din figura 6.20 : *a* — structura este pregătită pentru implantare de ioni ; *b* — după implantarea de ioni ; *c* — tratamentul termic și difuzia borului din SiO_2 dopat.

bor și un strat de oxid pur. Prin fotolitografie se trasează locurile pentru liniile de bit (fig. 6.21*a*). Peste oxid se depune apoi fotorezist și se implantează în locurile neacoperite ioni de arseniu sau de fosfor pentru realizarea liniilor

de bit n/n^+(fig. 6.21*b*). Stratul p^+ se formează prin difuzia borului din oxidul dopat în timpul tratamentului termic folosit la implantarea ionilor. Se curăță apoi stratul de oxid și se formează structura MNOS convențională reprezentată în figura 6.20.

B. *ELECTROFOTOGRAFIA XEROGRAFIA*

6.5. Metode de reproducere a imaginilor

Prin reproducere se înțelege realizarea unei copii a unei imagini originale. Reproducerea se poate face prin una din următoarele trei metode : mecanic (prin tipografiere), fotografic și electrofotografic. Natural că trebuie să ne amintim că cea mai veche a fost reproducerea în lemn de către om prin tăiere. Reproducerea mecanică prin tipografiere a fost inventată în anul 1440 de către Guttenberg. El a realizat caractere mobile care se aranjează după necesitate pentru a reda cuvinte ori desene peste care se așează foaia de hîrtie (pagina) pe care se imprimă prin contact aceste caractere ; pe suprafața de contact a caracterelor se pune cerneală de tipografie. Fotografierea constă în „captarea" unei imagini optice pe hîrtie. Se bazează pe reacții fotochimice, care determină înnegrirea unor substanțe chimice, fenomen cunoscut încă din anul 1800. Tehnica de a face ca această înnegrire să rămînă permanentă și regiunile care n-au fost iluminate să rămînă după aceea insensibile la iluminare, a fost descoperită în anul 1839 de către Daguerre [26], care a realizat imagini fotografice pe plăci metalice. Aproape simultan, Talbot (Anglia) [27] a realizat fotografia pe hîrtie acoperită cu AgCl care poate fi făcută remanentă prin tratare chimică după expunere și developare. Acesta a rămas procedeul practic de fotografiere. Deoarece la realizarea fotografiei se folosesc substanțe în stare lichidă, acest procedeu se numește fotografiere „umedă". Un alt procedeu de fotografiere umedă a fost inventat în anul 1842 de Sir J. Herschel, care nu folosește halogenuri de argint ci reducerea sărurilor ferice la săruri feroase. Fotografia se face pe hîrtie albastră și locurile expuse capătă culoarea albă. Acest procedeu s-a folosit pînă în anul 1920 cînd a apărut procedeul diazo pentru reproducerea desenelor. Producerea copiilor unor documente prin fotografiere uscată a început să se dezvolte din anul 1940 [28] ; procedeul se bazează pe transferul halogenurilor de argint prin difuzie. Fotografierea uscată se realizează și prin alte metode. Termografierea se bazează pe folosirea unor coloranți sensibili la căldură. În alte cazuri s-a utilizat variația constantei dielectrice a unor materiale care absorb lumina [30]. Stratul se încălzește prin absorbție de energie de radiofrecvență. În porțiunile unde cade lumina această energie va fi absorbită selectiv. Coloranții sensibili la căldură cu care este îmbibat stratul vor da o imagine vizibilă acolo unde a fost absorbită energia de radiofrecvență. Fotopolimerizarea poate fi de asemenea, folosită pentru realizarea imaginilor [31].

Electrofotografierea utilizează forțele electrostatice și otoconductvitatea pentru obținerea imaginilor ; nu au loc procese chimice ca în fotografierea obișnuită. Sistemele electrografice se împart în două categorii : (a) sisteme care obțin energia electrică de la o sursă externă și (b) sisteme în care energia electrică este înmagazinată în suprafața fotosensibilă înainte de

expunerea optică. Primele sisteme de electrografie care au apărut sînt cele cu cîmp electric extern. Ele utilizează o placă fotoconductoare în contact cu o hîrtie electrosensibilă [32]. Lumina cade pe fotoconductor, produce purtători de sarcină liberi care cu ajutorul unui cîmp exterior sînt transferați pe hîrtia (izolatoare) care vine în contact cu placa conductoare. Imaginea este dată de distribuția pe hîrtie a unor particule (pigmenți) de colorant electroscopic lichid. Alt sistem electrografic care folosește cîmp electric extern în timpul expunerii se bazează pe proprietățile de polarizare a anumitor materiale fotoconductoare. Particule fotoconductoare sînt îmbibate într-o matrice izolatoare. În timpul iluminării se aplică un cîmp electric care deplasează purtătorii generați către un capăt sau altul al particulelor. Dacă particulele fotoconductoare au o compoziție adecvată sarcina rămîne captată după iluminare și înlăturarea cîmpului extern, rezultînd o polarizare internă remanentă [33]. Cîmpul extern rezultat din această polarizare poate atrage particule de colorant pentru a da o imagine. Altă variantă constă în injecția particulelor de colorant în regiunea de cîmp electric dintre hîrtia izolatoare și placa fotoconductoare. Iluminarea plăcii face ca anumite porțiuni din ea să devină conductoare și liniile de cîmp electric se distorsionează. Cum particulele de colorant urmează liniile de cîmp ele se vor așeza cu precădere în regiunile rămase izolante, rezultînd astfel o imagine. Într-un alt sistem chiar particulele de colorant sînt fotoconductoare [34]. Cînd sînt iluminate în prezența unui cîmp electric, particulele schimbă sarcină cu un electrod. După ce se încarcă se deplasează sub influența cîmpului electric la electrodul opus. Dacă particulele sînt din coloranți care absorb selectiv lumina în spectrul vizibil atunci la iluminarea cu lumină monocromatică cu o anumită lungime de undă numai particulele cu absorbția spectrală specifică în acea regiune a spectrului se vor încărca și se va realiza o imagine reprezentînd culoarea luminii incidente. Un alt sistem cu cîmp electric extern se bazează pe efectul fotoelectric extern. Electronii emiși de pe suprafața plăcii sub acțiunea unui cîmp sînt colectați pe o suprafață izolatoare. Imaginea se face vizibilă cu particule aflate sub formă de pulbere uscată sau dispersate într-un lichid [35].

Electrofotografierea fără electrozi (fără cîmp extern) are mai multe variante. Varianta folosită cel mai mult constă în realizarea unei imagini electrostatice latente într-un fotoconductor izolator încărcat inițial cu sarcină. Cînd particule de colorant încărcate convenabil sînt aduse în contact cu imaginea electrostatică latentă, regiunile care nu au fost expuse la lumină sînt încărcate și atrag particulele iar regiunile care au fost expuse sînt descărcate și nu le atrag. Pentru a transfera imaginea de pe izolatorul fotoconductor pe hîrtie, se acoperă fotoconductorul direct cu hîrtia.

Acest procedeu de tipărire electrofotografică a fost numit mai tîrziu xerografie ; noțiunea derivă de la cuvintele grecești „xerox” și „graphos” care înseamnă scriere uscată. S-a încercat să se facă o clasificare a proceselor electrografice [37]. În acord cu aceasta, xerograful este un sistem de obținere a imaginilor în care se folosește radiație electromagnetică vizibilă ori ultravioletă pentru a forma o imagine latentă sub forma unei distribuții de sarcină electrostatică. Distribuția de sarcină produce o variație $\delta\mathscr{E}$ a cîmpului electric care acționează asupra unor particule încărcate, făcînd imaginea vizibilă ; acest ultim proces se numește developare.

6.6. Xerografia

Principalele etape ale xerografiei sînt reprezentate în figura 6.22 [36]. Se depune pe un substrat conductor (din aluminu) un izolator fotoconductor cum ar fi seleniu amorf, As_2Se_3, or un polimer sensibilizat. Primul proces care are loc este încărcarea cu sarcină a suprafeței stratului fotoconductor. Metoda de încărcare este de tip corona. Fire fine izolante fixate

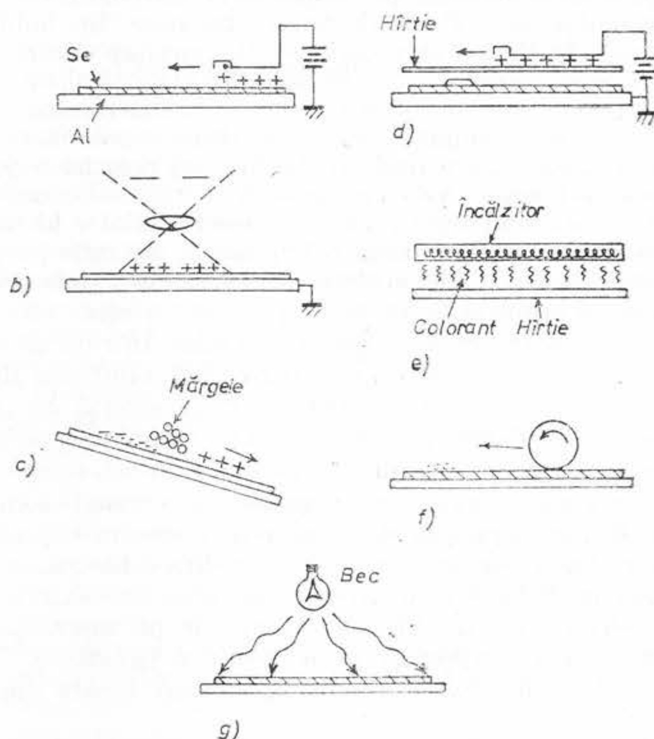


Fig. 6.22. — Treptele xerografierii : *a* — sensibilizarea ; *b* — expunerea ; *c* — pudrarea ; (developarea). *d* — transferul imaginii ; *e* — fixarea ; *f* — curățirea ; *g* — ștergerea imaginii.

într-un blindaj de metal sînt aduse foarte aproape de suprafața fotoconductoare. Se aplică pe fire o tensiune de 7 000 V. Pentru fire cu diametrul de 3 mm această tensiune este suficientă pentru a produce o descărcare luminescentă în regiunea de cîmp intens din jurul firelor. Compoziția în ioni a descărcării luminescente se studiază cu ajutorul unui spectrometru de masă. Majoritatea ionilor negativi sînt $(CO_3)^-$. După ce stratul a fost încărcat la întuneric este expus la imaginea optică a documentului de reprodus. De exemplu, pe fotoconductor cade lumina reflectată de documentul ce trebuie copiat. Pe suprafețele receptorului unde cade lumina se micșorează potențialul de suprafață datorită fotocurentului care curge normal pe suprafață. Ca urmare, distribuția potențialului de suprafață este replica regiunilor alb-negru ale documentului. Pentru ca relaxarea la întuneric a stării de încărcare să fie neglijabilă trebuie ca rezistența fotoconductorului

să fie mare. Prin expunere se formează imaginea electrostatică latentă a documentului. Expunerea poate fi făcută prin iluminarea unui original opac și cu ajutorul unor lentile imaginea este focalizată pe suprafața fotoconductorului. Aceasta este metoda folosită în mod obișnuit pentru copiere. De asemenea imaginea optică poate proveni de la filme sau microfilme transparente, de la tuburi de raze catodice și orice alt dispozitiv care formează o imagine cînd este iluminat. Sursa de lumină folosită pentru iluminare trebuie să aibă distribuția spectrală în domeniul de absorbție a fotoconductorului. Imaginea electrostatică latentă formată în fotoconductor (numit și fotoreceptor) poate fi făcută vizibilă (developată) depunînd pe suprafața fotoconductorului particule de colorant (pigmenți). Particulele de culoare neagră (cu diametrul de aproximativ 10 μm) pot forma o pulbere uscată care este transportată pe suprafața fotoconductorului de către niște „mărgele" (cu diametrul de aproximativ 100 μm) numite particule purtătoare. Se utilizează două tipuri de particule purtătoare : mărgele de sticlă izolantă sau particule magnetice fine. Particulele de colorant care se încarcă prin triboelectricitate aderă la aria imaginii încărcate (desprinzîndu-se de particulele purtătoare), făcînd vizibilă imaginea electrostatică latentă. Imaginea vizibilă formată de către particulele de colorant poate fi transferată pe hîrtie. Pentru aceasta se așează hîrtia peste imagine și se polarizează cu semn opus cu încărcarea particulelor, astfel că sub influența cîmpului electric particulele sînt transferate pe hîrtie. Pentru ca particulele de colorant să nu cadă de pe hîrtie atunci cînd o ridicăm, adică imaginea să rămînă fixată pe hîrtie, particulele se topesc pentru ca să adere la acestea. În acest scop fie se încălzesc direct, fie se folosesc vapori de solvent. În procesul de transfer mai rămîn particule încărcate pe suprafața fotoconductorului, deoarece eficiența procesului este mai mică decît unitatea. Acestea sînt imediat îndepărtate prin curățire mecanică și atracție electrostatică. În final, pentru ca sistemul să se poată folosi din nou se șterge imaginea electrostatică latentă prin iluminarea uniformă și cu intensitate mare a întregului fotoreceptor, pentru ca suprafața acestuia să devină echipotențială. Există sisteme de electrografie în care radiația electromagnetică acționează asupra particulelor de colorant (pigmenților) și produce imaginea latentă direct în acești pigmenți sub forma variației sarcinii electrice, Q. La aplicarea unui cîmp electric constant particulele sînt sortate după sarcina lor și se vizualizează astfel imaginea latentă. Variația totală a forței $Q\mathfrak{E}$ în planul imaginii se scrie

$$\delta(Q\mathfrak{E}) = Q\delta\mathfrak{E} + \mathfrak{E}\,\delta Q. \tag{6.6}$$

Primul termen din partea dreaptă, $Q\delta\mathfrak{E}$, corespunde sistemului xerografic iar al doilea termen $\mathfrak{E}\delta Q$ corespunde ultimului sistem electrografic discutat.

6.7. Descrierea proceselor fizice care au loc în materialul electrofotografic

În cazul ideal se presupune că stratul electrofotografic fotoreceptor este un izolator fotoconductor perfect omogen. Încărcarea fotoreceptorului se poate face prin metoda corona descrisă în paragraful anterior sau prin

alte metode. Asemenea metode pot fi : (a) încărcarea cu ioni generați în aer de o sursă radioactivă ; (b) inducția sarcinii prin apropierea unui electrod încărcat de fotoreceptorul legat la masă și apoi îndepărtarea electrodului de fotoreceptor după ce în prealabil i s-a desfăcut legătura de la masă ; (c) încărcarea prin rularea pe suprafața fotoreceptorului a unui cilindru încărcat cu sarcină. În fotoreceptorul încărcat sarcina de un anumit semn este uniform distribuită pe suprafața sa liberă. O sarcină egală și de semn con-

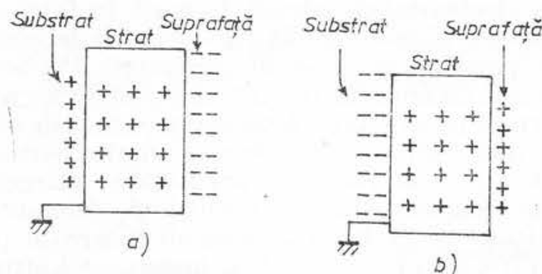


Fig. 6.23. — Stratul fotoreceptor încărcat cu sarcină negativă (*a*) și cu sarcină pozitivă (*b*), la suprafață.

trar apare în substratul conductor. Ideal, stratul fotoreceptor s-ar încărca ca un simplu capacitor, fără să apară sarcină în volumul stratului. În realitate apare sarcină spațială în volum, injecție la contacte și străpungeri locale prin ionizare în avalanșă. Să presupunem că stratul fotoreceptor este din material cu conducție de tip n și că se depune sarcină negativă pe suprafața acestuia prin metoda corona. În această situație din volumul stratului fotoreceptor se vor deplasa electronii către substrat și în strat va apare o sarcină pozitivă care, în funcție de mărimea sarcinii depuse pe suprafață și de concentrația electronilor din volum, va pătrunde și în substrat. Pentru distribuție uniformă a sarcinii din volum situația este reprezentată în figura 6.23 *a*. În cazul cînd stratul de tip n se încarcă la suprafață cu sarcină pozitivă, contactul cu substratul trebuie să blocheze electronii care ar intra din substrat în strat. În acest caz sarcinile pozitive de la suprafață atrag electronii din volumul stratului și ca atare în volum apare o sarcină de același semn cu sarcina de la suprafață (fig. 6.23*b*). Situația este similară cînd materialul fotoreceptor este de tip p. Cînd materialul fotoreceptor conține ambele tipuri de purtători de sarcină (electroni și goluri) aceștia se separă sub influența sarcinii cu care s-a încărcat suprafața și apare, de asemenea, o sarcină spațială. Densitatea de sarcină spațială care apare depinde de concentrația purtătorilor de sarcină liberi din strat, care se deplasează sub acțiunea cîmpului electric. După încărcare, potențialul suprafeței stratului electrofotografic scade în timp la întuneric. În general potențialul scade cu rata de 1V/s. Relaxarea la întuneric a potențialului de suprafață poate avea mai multe cauze : injecția de sarcină de la suprafață sau din substrat sau apariția electronilor liberi proveniți de pe capcane prin excitare termică. Următoarea etapă este formarea imaginii latente în stratul fotoreceptor prin expunere la lumină reflectată de exemplu de la imaginea de copiat. Fotonii absorbiți de către fotoreceptor generează perechi electron-gol care se deplasează sub influența cîmpului electric.

În exemplul reprezentat în figura 6.24 electronii se deplasează către suprafața iluminată, iar golurile către substrat unde recombină. Pentru un foton absorbit se generează o pereche electron-gol și dispare o sarcină de la suprafață. Deoarece numărul purtătorilor generați depinde de intensitatea luminii incidente apare imaginea electrostatică latentă a imaginii de copiat. Dispariția sarcinii cu care a fost încărcat inițial fotoreceptorul datorită iluminării se numește descărcare. Notînd cu I_0 fluxul incident de fotoni pe unitatea de arie, rata de generare a perechilor electron-gol în unitatea de volum este dată de expresia

$$g(x,\ t) = \eta \alpha I_0(1 - R)\mathrm{e}^{-\alpha x}, \tag{6.7}$$

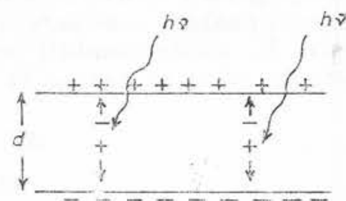


Fig. 6.24. — Generarea purtătorilor de sarcină de către fotoni și deplasarea lor.

unde η este randamentul cuantic, α — coeficientul de absorbție a luminii, R — coeficientul de reflexie a luminii. Rata de relaxare (de descărcare) a potențialului de suprafață este

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = -\frac{q}{\varepsilon}\int_0^d g(x,\ t)[\delta n(x) + \delta p(x)]\ \mathrm{d}x, \tag{6.8}$$

unde d este grosimea și ε permitivitatea stratului fotoreceptor ; $\delta p(x)$ este drumul parcurs de un gol iar $\delta n(x)$ drumul parcurs de electron

$$\delta_p = l_p(1 - \mathrm{e}^{-(d-x)/l_p}),$$

$$\delta_n = l_n(1 - \mathrm{e}^{-x/l_n}), \tag{6.9}$$

l_n^{-1} și l_p^{-1} sînt probabilitățile ca un electron și, respectiv, un gol să fie capturate de către o capcană pe unitatea de lungime, în direcția cîmpului. În funcție de cantitatea de sarcină generată de către lumină în timpul de tranzit caracteristicile de descărcare ale fotoreceptorului se pot împărți în două categorii. Notînd cu μ mobilitatea purtătorilor de sarcină, timpul lor de tranzit în cîmpul $\mathscr{E}$ pentru $\delta n,\ \delta p \geqslant d$, este $\tau_t = d/\mu\mathscr{E}$. Numărul de perechi generate în timpul τ_t în unitatea de volum este $g\tau_t$. Numărul de purtători N pe unitatea de arie care ajung la suprafață în timpul τ_t este $\int_0^d g\ \tau_t \mathrm{d}x$. Dacă densitatea de sarcină la suprafață $N_s = \varepsilon\mathscr{E}/q$, este mult mai mare decît N, atunci este necesar un timp de iluminare mult mai mare decît τ_t pentru a descărca fotoreceptorul. Rata de descărcare este limitată de rata de generare și de transportul purtătorilor ; de aceea ea se numește rată de descărcare limitată de generare. De exemplu în fotoreceptorul cu seleniu amorf cu $\mu = 0{,}1\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$, $d = 6 \cdot 10^{-3}$ cm pentru un cîmp $\mathscr{E} = 1{,}5 \cdot 10^5\mathrm{V/cm}$ și $\varepsilon = 6$, rezultă $\tau_t = 4 \cdot 10^{-7}\mathrm{s}$ și $N_s = 5 \cdot 10^{11}\mathrm{cm}^{-2}$. Pentru $I_0 = 4 \cdot 10^{14}$ fotoni/cm^{2}s, $\eta = 1$ se obține $N = 4 \cdot 10^7\ \mathrm{cm}^{-2}$. Prin urmare, pentru descărcare este necesar un timp de $10^4\tau_t$ adică de patru miimi de secundă. În fotoreceptorii din polimeri, unde mobilitatea purtătorilor de

sarcină este foarte mică, $\mu = 10^{-7}$ cm²/Vs pentru aceleaşi condiţii ca mai sus, timpul de tranzit $\tau_t = 0{,}4$s şi în acest timp este suficient un flux $I_0 = 1{,}25 \cdot 10^{12}$ fotoni/cm²s pentru a anihila sarcina de suprafaţă. În acest caz în timpul descărcării există o cantitate mare de sarcină spaţială şi de aceea acesta se numeşte descărcare limitată (perturbată) de sarcina spaţială. Un caz asemănător are loc cînd fotoreceptorul este expus la lumină de intensitate mare. Cînd descărcarea este limitată de generare, timpul de tranzit poate fi considerat instantaneu în comparaţie cu timpul de descărcare. În aceste condiţii pentru $\alpha \gg d^{-1}$ (lumina este puternic absorbită) ecuaţia (6.8) se reduce la

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{qd}{\varepsilon}(1 - R)\,\eta I_0, \tag{6.10}$$

η depinde de V, de λ şi probabil de I_0. Dependenţa lui η de V şi deci de cîmpul electric se poate explica pe baza efectului Poole-Frenkel [38]. Se consideră în ecuaţia (6.10) că η este independent de I_0 şi depinde de V după relaţia

$$\eta = \eta_0(V/V_0)^p \tag{6.11}$$

Prin integrare se obţine

$$\frac{V_0}{1-p}\left[1 - \left(\frac{V}{V_0}\right)^{1-p}\right] = \frac{q}{\varepsilon}\, d(1 - R)\eta_0 I_0 t,$$

sau

$$\frac{V}{V_0} = \left[1 - \frac{1-p}{V_0}\, d(1 - R)\eta_0 I_0 t\right]^{(1/1-p)} \tag{6.12}$$

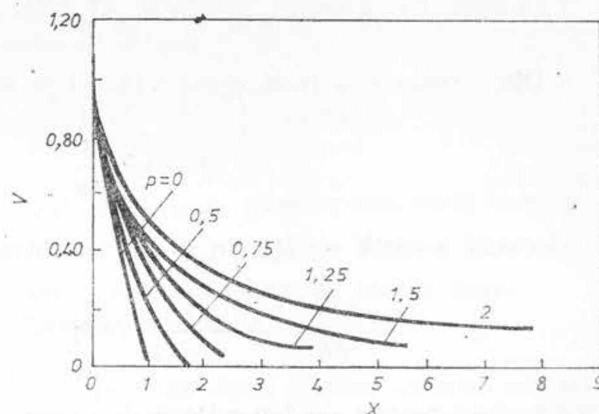
Ecuaţia (6.12) este valabilă pentru $p \neq 1$. Pentru $p = 1$ soluţia este o simplă exponenţială. Mărimea $X = I_0 t$ poartă numele de expunere. Curba $V = f(X)$ poartă numele de curbă de descărcare indusă fotoelectric (CDIF); ea este o caracteristică a fotoreceptorului. CDIF pentru fotoreceptorul limitat de generare este reprezentată în figura 6.25 [39]. Potenţialul este normat la $V_0 = 1$ iar expunerea este normată la $(q/\varepsilon)\, d\,(1 - R)\eta$. Sînt trasate curbe pentru mai multe valori ale lui p. Un rezultat pentru fotoreceptorul din seleniu amorf este reprezentat în figura 6.26 pentru $p = 0{,}5$ şi $\mathscr{E}_0 = 2{,}4 \cdot 10^5$ V/cm. În afară de noţiunea de expunere notată cu X se defineşte şi densitatea de intrare

$$D_i = \log(I_a/I), \tag{6.13}$$

unde I este lumina reflectată de imagine iar I_a este intensitatea luminii reflectată de hîrtie albă standard, care cade pe fotoreceptor. Între expunere şi densitatea de intrare există următoarea relaţie

$$\log X = \log X_m - D_i,$$

unde X este expunerea locală a fotoreceptorului, corespunzătoare densităţii D_i de intrare şi X_m este expunerea maximă, datorită luminii reflectate de hîrtia albă standard. Cînd descărcarea este perturbată de sarcina



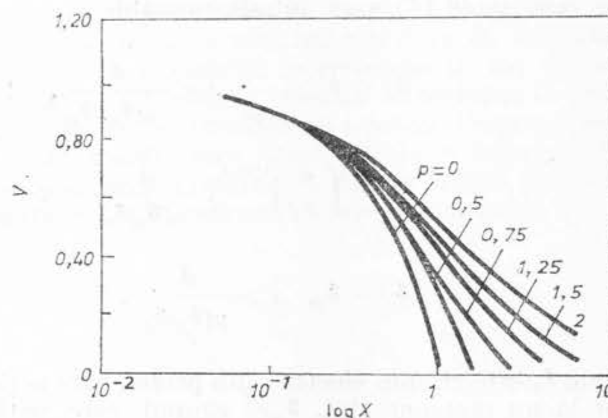


Fig. 6.25. — Potenţialul de suprafaţă în funcţie de expunere pentru descărcarea limitată de generare.

spaţială sau limitată de fenomenul de transport, neglijînd captura purtătorilor pe capcane şi presupunînd că durata de expunere este mică în comparaţie cu timpul de tranzit, numărul de purtători în mişcare este constant pînă ajung la suprafaţă. Scriem în acest caz ecuaţia de continuitate, ecuaţia Poisson, curentul electric şi legea lui Kirchoff :

$$\frac{\partial j(x,\, t)}{\partial x} = -\, q\, \frac{\partial n(x,\, t)}{\partial t},$$

$$\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon}\, n(x,\, t), \qquad (6.14)$$

$$j(x,\, t) = q n(x,\, t)\, \mu(\mathscr{E})\, \mathscr{E}\,(x,\, t),$$

$$\varepsilon\, \frac{\partial \mathscr{E}(x,\, t)}{\partial t} + j(x,\, t) = 0.$$

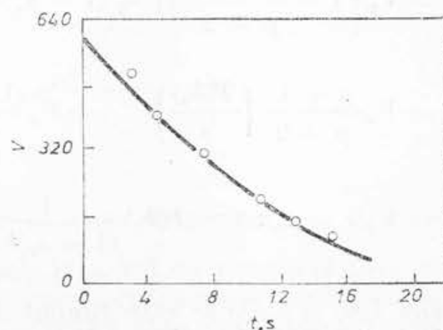


Fig. 6.26. — CDIF pentru seleniu amorf.

Integrînd ultima ecuaţie pe grosimea fotoreceptorului se obţine

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\varepsilon}\int_0^d j\,\mathrm{d}x. \tag{6.15}$$

Din a doua şi a treia ecuaţie (6.14) se scrie

$$j = \mu\mathscr{E}\frac{\mathrm{d}\mathscr{E}}{\mathrm{d}x} \tag{6.16}$$

şi înlocuind această ecuaţie în (6.15) se obţine

$$\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{p+2}\,[C\mathscr{E}_1^{p+2} - C\mathscr{E}_2^{p+2}], \tag{6.17}$$

unde s-a luat pentru μ o dependenţă de cîmpul electric de forma $\mu = C\mathscr{E}^p$. În ecuaţia (6.17) s-au folosit notaţiile :

$$\mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_0 = \frac{V_0}{d}.\ t < \frac{d}{\mu(\mathscr{E}_0)\,\mathscr{E}_0},$$

$$\mathscr{E}_1 = \left(\frac{d}{Ct}\right)^{1/p+1},\ \frac{d}{\mu(\mathscr{E}_0)\mathscr{E}_0} < t < \frac{d}{\mu(\mathscr{E}_2)\mathscr{E}_2},$$

$$\mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_2,\quad t > \frac{d}{\mu(\mathscr{E}_2)\mathscr{E}_2},$$

unde $\mathscr{E}_1$ este cîmpul electric, din probă, care acţionează asupra purtătorilor la un moment dat, $\mathscr{E}_0$ -- cîmpul care acţionează asupra primului purtător care traversează proba iar $\mathscr{E}_2$ — cîmpul care acţionează asupra ultimului purtător care traversează proba. $\mathscr{E}_1$ variază de la valoarea maximă $\mathscr{E}_0$ la valoarea minimă $\mathscr{E}_2$. Integrînd (6.17) se obţine

$$V = V_0\left[1 - \frac{1}{p+2}\{1 - (1-\alpha_0)^{p+2}\}\frac{t}{T(\mathscr{E}_0)}\right],\quad 0 < t < T(\mathscr{E}_0),$$

$$V = V_0\frac{p+1}{p+2}\left(\frac{T(\mathscr{E}_0)}{t}\right)^{1/p+1} + V_0\frac{(1-\alpha_0)^{p+2}}{p+2}\left(\frac{t}{T(\mathscr{E}_0)}\right),\quad T(\mathscr{E}_0) < t < T(\mathscr{E}_2),$$

$$V = V_0(1-\alpha_0),\ t > T(\mathscr{E}_0)\frac{1}{(1-\alpha_0)^{p+1}} = T(\mathscr{E}_2), \tag{6.18}$$

unde $T(\mathscr{E}) = \mathscr{E}_0 d/\mu_0\mathscr{E}^2$ este timpul de tranzit prin material iar α_0 este definit prin relaţia $\alpha_0\mathscr{E}_0 = qN$, unde qN este sarcina totală generată pe unitatea de arie. Să considerăm un fotoreceptor din As_2Se_3 amorf cu gro-

simea $d = 60\ \mu m$, $\mu/\mathscr{E}_0 = 2 \cdot 10^{-10} cm^3/V^2 s$ și $\mu = \mu_0 \mathscr{E}/\mathscr{E}_0$. Dacă potențialul de suprafață are 900V la generarea fotoelectrică a purtătorilor, timpul T necesar pentru deplasarea purtătorilor prin probă este $1{,}33 \cdot 10^{-3}$s, pe cînd dacă la generarea purtătorilor potențialul de suprafață are valoarea de 73V, timpul de tranzit are valoarea de 0,2s. Dacă inițial proba este încărcată la 900V, din ecuația (6.18) se obține pentru $p = 1$ după un timp de descărcare $t = 2$s, un potențial de suprafață

$$V = 900 \cdot \frac{2}{3} \left(\frac{1{,}33 \cdot 10^{-3}}{0{,}2} \right)^{1/2} = 49 \text{ V}.$$

Aceasta este potențialul rezidual cu care rămîne încărcată suprafața.

6.8. Condiții de optimizare a procesului de xerografiere. Materiale utilizate

Caracteristicile xerogr: fului depind de două mărimi externe variabile, care se pot ajusta pentru a obține rezultate optime. Acestea sînt expunerea maximă, X_m, și tensiunea V de polarizare. În afară de parametrii externi un rol esențial în copierea fidelă a unei imagini îl au de asemenea parametrii interni intrinseci ai materialului fotoreceptor și de vizualizare (developare) a imaginii latente. Procesele cele mai importante în xerografiere sînt obținerea imaginii latente și developarea acesteia. Fiecare proces este descris printr-o funcție de transfer care arată cantitativ influența lui asupra imaginii de ieșire (copia imaginii originale). Aceste funcții de transfer sînt reprezentate în figura 6.27. În cadranul I este reprezentată densi-

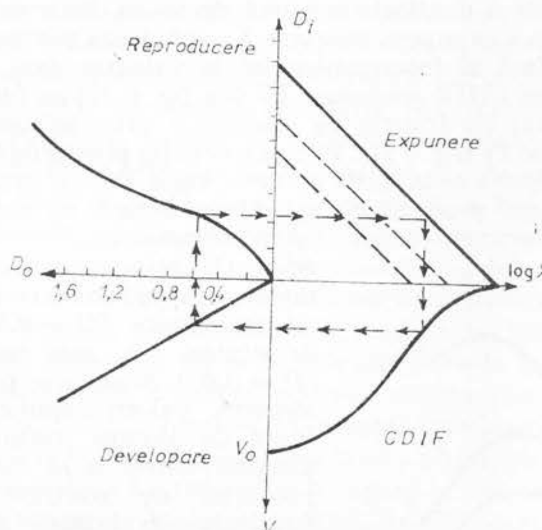


Fig. 6.27. — Funcțiile de transfer ale xerografului.

tatea de intrare în funcție de expunere, în acord cu relația (6.14); sînt reprezentate caracteristicile pentru o linie și pentru o arie (cînd imaginea este formată din linii). În cadranul IV (se reprezintă succesiunea proceselor

în sensul acelor de ceasornic) este reprezentată curba de descărcare a fotoreceptorului, adică potențialul de suprafață în funcție de expunere, așa cum am discutat în paragraful anterior. În cadranul III este reprezentată, densitatea de ieșire, D_0, în funcție de potențialul de suprafață, corespunzătoare procesului de developare. Funcția de transfer de developare se scrie

$$D_0 = \beta_0(V - V_d), \tag{6.19}$$

unde β_0 este o constantă, V — potențialul de suprafață iar V_d — tensiunea electrodului de developare. Relația (6.19) este valabilă pentru $V > V_d$; pentru $V < V_d$, $D_0 = 0$. În figura 6.27 este reprezentat cazul $V_d = 0$. Densitatea D_l a unei linii este dată de expresia

$$D_l = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_0) V_0 - \beta_0(V_d - V_m), \tag{6.20}$$

unde β_1 este o constantă, V_m — potențialul produs de lumina reflectată de hîrtia albă standard; $V_0 = V - V_m$ — potențialul de contrast care reprezintă diferența de potențial dat de linia de copiat să zicem de culoare neagră și fondul pe care se află, în acest caz de culoare albă standard. De fapt potențialul de contrast este diferența dintre potențialele de suprafață a două elemente de suprafață pe care cad intensități diferite de lumină în același interval de timp. În aplicațiile practice, în care se copiază litere de culoare neagră pe fond alb, raportul între intensitățile luminii reflectate de alb-negru este zece. În cadranul II din figura 6.27 este reprezentată densitatea de ieșire D_0 în funcție de densitatea de intrare, D_i. Potențialul de suprafață produs de densitatea de intrare D_i depinde de această densitate, de expunerea maximă, X_m, și de forma CDIF. Să considerăm că dorim să obținem o densitate maximă de ieșire. În acest scop trebuie să alegem o valoare a expunerii maxime X_m suficientă pentru a reduce potențialul de suprafață al fotoreceptorului la valoarea zero. Prin urmare se folosește întreaga CDIF (cadranul IV din fig. 6.27) ca funcție de transfer a fotoreceptorului iar funcția de transfer a expunerii este dată de linia plină din cadranul IV (fig. 6 27). Pentru a se evita pierderile tensiunea pe electrodul de developare se ia egală cu zero. Dacă sîntem interesați să copiem litere (linii) atunci procesul de optimizare constă nu numai în obținerea unei densități maxime de ieșire ci și în obținerea unui contrast cît mai bun, adică să obținem pentru o densitate de intrare cît mai mică o densitate de ieșire cît mai mare ($D = 0{,}3$) în raport cu densitatea cea mai mică a fondului ($D = 0{,}03$). Aceasta se poate realiza prin alegerea valorii expunerii de fond X_f (dată de lumina reflectată de fondul imaginii) astfel ca să dea cel mai mare potențial de contrast (6.18) pentru densitatea de intrare egală cu 0,3. În figura 6.28 sînt reprezentate trei curbe ale potențialului de contrast în funcție de expunere, pentru trei valori ale densității de intrare: 0,3; 0,5; 1. Aceste curbe se determină direct din CDIF. De

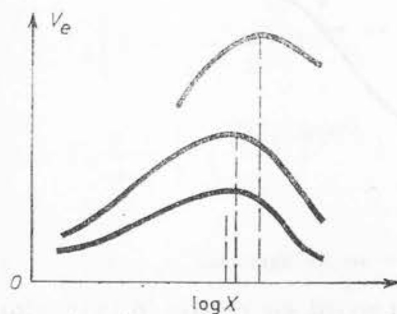


Fig. 6.28. — Potențialul de contrast în funcție de expunere.

exemplu, un punct de pe una din curbe se calculează astfel. Din potențialul de suprafață corespunzător densității de intrare considerate se scade potențialul de suprafață corespunzător unei expuneri de fond date. Curba corespunde la diverse valori ale expunerii de fond. Din astfel de curbe se determină valoarea expunerii de fond pentru care se obține valoarea maximă a potențialului de contrast. Fiecare curbă are un maxim al potențialului de contrast la o anumită valoare a expunerii de fond. Materialul fotoreceptor trebuie să îndeplinească următoarele condiții:

1). Să aibă rezistivitate mare astfel încît concentrația purtătorilor generați termic să fie neglijabilă în comparație cu concentrația purtătorilor generați la suprafață. Densitatea de sarcină la suprafață este dată de $\varepsilon\mathcal{E}_0$. Notînd cu g rata de generare termică și cu t timpul procesului de xerografiere (de fapt pînă la developare, inclusiv), această condiție se scrie $\varepsilon\mathcal{E}_0 \gg \gg qgtd$.

2). Suprafața liberă a fotoreceptorului trebuie să conțină o densitate suficientă de capcane care să capteze sarcina generată prin efect corona.

3). Pentru fotoreceptorii bipolari, cum ar fi seleniu, substratul trebuie să formeze cu fotoreceptorul un contact de blocare pentru injecția din substrat a purtătorilor de semn opus sarcinii cu care s-a încărcat suprafața prin efect corona.

În cazul cînd substratul, de exemplu As_2Se_3, prezintă conducție unipolară, contactul cu substratul nu prezintă importanță dacă purtătorii de sarcină opusă încărcării suprafeței au mobilitate negijabilă în acest material. Materialul utilizat cel mai mult ca fotoreceptor în xerografie este seleniul amorf. Se folosesc de asemenea strate policristaline sau amorfe polimerice de trinitroflorură, TNF, or strate de poli-*N*-vinil-carbazol, PVK sau complexe PVK-TNF sensibilizate cu un strat subțire de seleniu depus peste aceste strate. În cazul cînd se folosește ca fotoreceptor seleniu, care este bun izolator și fotoconductor acesta se depune prin evaporare în vid (stratul are grosimea de aproximativ 25 μm) pe un substrat conductor. Substratul conductor poate fi din aluminiu. Pentru a realiza un contact de blocare pentru injecția purtătorilor din aluminiu este necesar ca înainte de depunerea seleniului să se formeze un strat de Al_2O_3 de grosime cel puțin 15Å. Acest strat de oxid trebuie să fie, de asemenea, suficient de subțire pentru ca pe el să cadă o tensiune neglijabilă în comparație cu tensiunea de pe fotoconductor. Depunerea pe substrat a altor materiale înainte de depunerea seleniului are influență asupra injecției electronilor și golurilor la interfața substrat-fotoreceptor. Astfel, SeO_2, Te, Ge și Se cristalin duce la creșterea injecției golurilor; As_2O_5 determină creșterea injecției electronilor și golurilor. În seleniu marginea de absorție optică este deplasată spre lungimi de undă mai mari decît marginea de absorbție fotoelectrică; absorbția luminii începe la 6 500Å iar un efect fotoelectric măsurabil apare la 5 500Å. Un fotoreceptor PVK-Seleniu amorf se realizează astfel. Inițial se depune un strat PVK de grosime aproximativ 20μ m, dintr-o soluție. Apoi solventul rezidual se îndepărtează (se evaporă) prin încălzire și peste stratul de PVK se depune prin evaporare în vid un strat de seleniu amorf (aproximativ 2μm). În figura 6.29 este reprezentat potențialul de contrast în funcție de expunere pentru acest fotoreceptor [45].

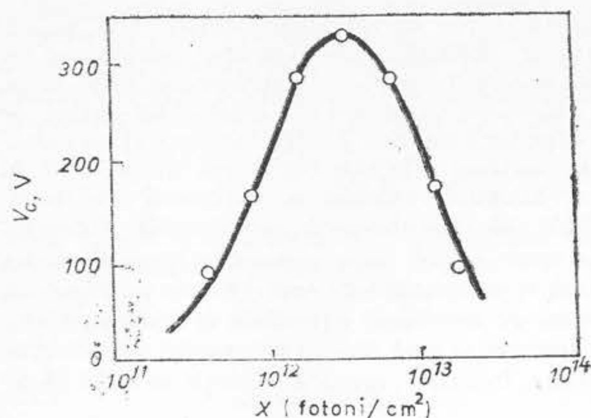


Fig. 6.29. — Potențialul de contrast în funcție de expunere pentru fotoreceptorul PVK Se amorf.

C. *SENSORI DE IMAGINE CU DISPOZITIVE CUPLATE PRIN SARCINĂ*

6.9. Sensori de imagine

Sensorul de imagine transformă variația spațială a imaginii optice incidente (de exemplu lumina reflectată de imaginea originală) într-un semnal video variabil în timp. În figura 6.30 este reprezentat acest proces într-un tub vidicon. Tubul vidicon conține o țintă dintr-un material fotoconductor (Sb_2S_3, PbO, CdSe sau Se amorf) de rezistivitate mare depus pe un conductor transparent. Lumina sosită de la imaginea originală generează în fotoconductor purtători de sarcină liberi. Un fascicol de electroni, provenit de la un tun electronic, TE, cade pe fotoconductor și neutralizează sarcina generată prin efect fotoelectric dînd naștere în circuit unui semnal video care este transmis mai departe. Fascicolul electonic mătură (baleiază) întreaga suprafață într-o anumită perioadă de timp;

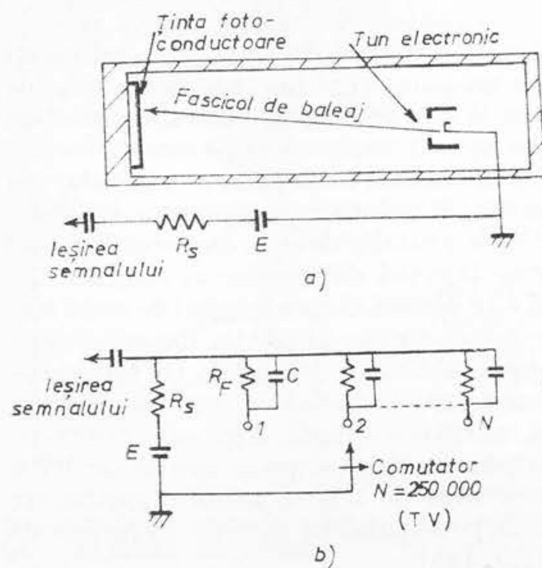


Fig. 6.30. — Vederea în secțiune a tubului Vidicon (*a*) și circuitul echivalent al țintei și fascicolului de baleaj (*b*).

de aceea i se spune fascicol de baleiaj. Stratul fotoconductor, continuu, se poate reprezenta ca o rețea de elemente fotoconductoare izolate, fiecare element fiind șuntat de o capacitate. Un sensor funcționează cu sensibilitate mare atunci cînd integrează fluxul total de lumină care cade pe fiecare element în întreaga perioadă de baleiaj. În acest scop trebuie ca constanta de timp RC a fiecărui element fotoconductor să depășească perioada de baleiaj [40]. Ulterior stratul fotoconductor a fost înlocuit cu o rețea de multe fotodiode din siliciu realizate pe aceeași plachetă de siliciu [41]. Următorul pas important în evoluția sensorilor de imagine a fost înlocuirea fascicolului de electroni de baleiaj cu un tranzistor MOS [42]. În figura 6.31 este reprezentat un element sensor integrat alcătuit dintr-o fotodiodă și un tranzistor MOS. Acesta este un sensor cu stocare de sarcină cu autobaleiaj. Baleiajul se realizează prin aplicarea unor pulsuri (de baleiaj) pe poarta tranzistorului MOS care îl trec pe acesta din starea de conducție în starea de blocare și viceversa. Potențialul variază cu perioada T de baleiaj la fel ca în ciclul de încărcare-descărcare a suprafeței baleiate a tubului vidicon. Cînd tranzistorul se află în starea de blocare, sarcina creată de golurile generate prin efect fotoelectric, colectate de către fotodiodă se descarcă prin circuit prin comanda baleiajului. Următorul pas important în această direcție s-a făcut cînd s-a introdus transferul de sarcină ca mijloc de baleiaj [43, 44], utilizîndu-se proprietatea de detector a siliciului. Sensorii cu dispozitive cuplate prin sarcină utilizează faptul că dacă poarta tranzistorului MOS este polarizată astfel încît apare sub ea un strat de deflexie și acesta este iluminat, atunci la interfața semiconductor-izolator se acumulează purtători minoritari. Sarcina acumulată poate fi deplasată prin transfer de sarcină de la un electrod adiacent la altul (a se vedea paragraful următor) sau prin injecția sarcinii înapoi în semiconductor (vezi paragraful 6.12). Ca detector de imagine se utilizează cel mai mult siliciul care este sensibil în domeniul de lungimi de undă 400 – 1 000 nm. Se folosesc, de asemenea, PbO, CdSe, Sb_2S_3, CdS, PbS.

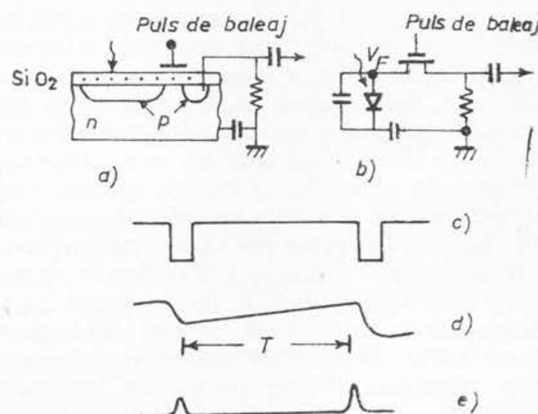


Fig. 6.31. — Elementul sensorului de imagine MOS-fotodiodă: *a* — structura; *b* — circuitul echivalent; *c* — pulsul de baleiaj; *d* — potențialul V_f al fotodiodei. *e* — curentul video de ieșire.

6.10. Dispozitive cuplate prin sarcină

Un dispozitiv cuplat prin sarcină este o structură MOS ca cea reprezentată în fig. 6.32 care poate colecta și stoca purtători de sarcină minoritari în gropi de potențial localizate la interfața Si-SiO_2 [44]. Sarcina

stocată se poate deplasa dintr-un loc în altul la intervale discrete de timp, prin deplasarea gropilor de potențial. Dispozitivul cu cuplaj prin sercină este analog unui registru de deplasare care conține trei secțiuni: o secțiune de intrare, o secțiune de transfer și o secțiune de ieșire. Secțiunea de

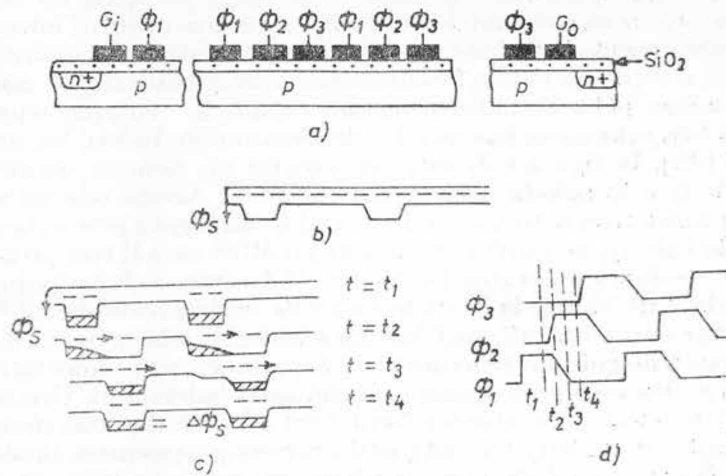


Fig. 6.32. — Dispozitivul cuplat prin sarcină: *a* — vedere în secțiune, care arată secțiunea de intrare cu poarta de intrare G_i; secțiunea de transfer și secțiunea de ieșire cu poarta G_0; *b* — profilul potențialului arătînd gropile de potențial sub electrozii Φ_1; *c* — profilul potențialului, arătînd transferul sarcinii într-o perioadă; *d* — undele de comandă (pulsurile de tact) utilizate pentru transferul sarcinii în DCS.

intrare este alcătuită dintr-o regiune difuzată, în cazul reprezentat în figură n^+ care este sursa de purtători minoritari și al cărei potențial poate fi controlat și o poartă de intrare care controlează transferul sarcinii în prima groapă de potențial. În afară de injecția în joncțiunea p-n, menționată, injecția purtătorilor mi oritari în dispozitivul cuplat prin sarcină se mai poate realiza prin generarea de perechi electron-gol la absorbția luminii ori prin declanșarea străpungerii prin ionizare în avalanșă. Secțiunea de transfer conține o serie de electrozi care controlează potențialul la interfață Si-SiO_2. Manevrînd într-un mod adecvat tensiunea pe acești electrozi, groapa de potențial și cu ea, sarcina stocată, se deplasează spre ieșirea structurii. Să urmărim transferul de sarcină pe figura 6.32. Semiconductorul este de tip p iar purtătorii minoritari care se vor deplasa de-a lungul suprafeței sînt electronii. Tensiunile de comandă aplicate pe cei trei electrozi sînt reprezentate în figura 6.32*d*. La $t = t_1$ toți electronii sînt localizați în gropile de potențial Φ_1 care se află la potențialul pozitiv cel mai mare față de substrat. Gropile de potențial sînt parțial umplute cu electroni ceea ce este reprezentat prin porțiunile hașurate. La $t = t_2$ potențialele pe Φ_2 ating valoarea maximă și se formează gropi de potențial sub electrozii Φ_2. Sarcina se va deplasa din gropile Φ_1 în gropile Φ_2. La $t = t_3$, potențialul pe electrozii Φ_1 se micșorează la valoarea minimă și sarcina rămasă în groapa Φ_1 va fi toată transferată în groapa Φ_2. La $t = t_4$ transferul s-a făcut complet și sarcina care era inițial stocată în gropile Φ_1 este acum stocată în gropile Φ_2. În acest timp potențialul pe Φ_3 a fost menținut la valoarea minimă pentru a împiedica deplasarea de sarcină spre stînga. Transferul de sarcină dintr-o groapă în groapa vecină s-a efectuat în trei faze. Sînt

structuri în care acest transfer are loc în două sau patru faze. Deoarece sarcina stocată urmărește groapa de potențial care este controlată cu ajutorul unei tensiuni externe, se poate realiza transferul în două dimensiuni. O problemă esențială o constituie pierderile de sarcină în procesul de transfer al acesteia. A treia secțiune a registrului de deplasare este cea de ieșire care este o joncțiune *p-n* polarizată invers a cărei tensiune variază cînd sosește în ea sarcina ce a fost transferată din groapa de potențial adiacentă. Apoi, cu ajutorul unui comutator de revenire dioda se restabilește în condiția inițială pentru a i se putea transfera o altă sarcină. În figura 6.33 este re-

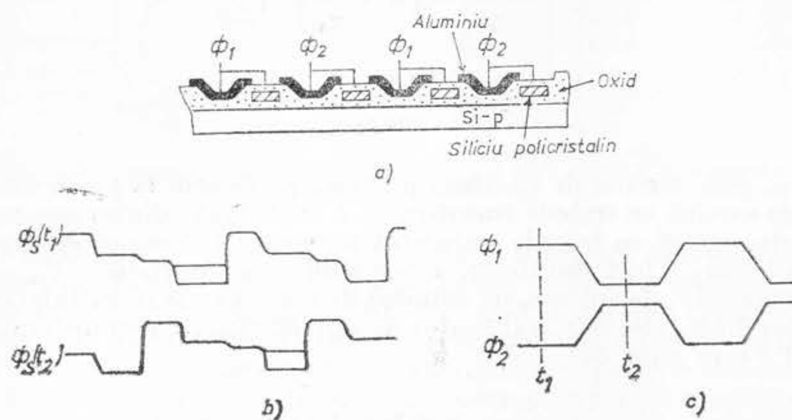


Fig. 6.33. — DCS cu trepte de oxid care funcționează cu două faze : *a* — secțiune prin structură ; *b* — profilul potențialului de suprafață indicînd transferul de sarcină ; *c* — pulsurile care comandă transferul în DCS.

prezentat un dispozitiv cuplat prin sarcină (DCS) care poate face transferul de sarcină între doi electrozi vecini în două faze, nu în trei faze ca cel reprezentat în figura 6.32. Stratul de oxid crescut pe Si-*p* este de aproximativ 1 000Å. Se depun apoi strate separate (porți) de siliciu policristalin. Următorul strat de oxid este gros de 1 400Å ; peste stratul de oxid sînt depuși electrozii de aluminiu. Stratul de oxid dintre electrodul de aluminiu și stratul de siliciu ploicristalin formează o barieră care împiedică deplasarea înapoi a purtătorilor transferați. Electrozii se conectează ca în figura 6.33*a* (poarta de aluminiu și poarta de siliciu se conectează împreună) și astfel DCS poate funcționa în două faze ; aceste conexiuni se fac în afara cipului. Profilul potențialului cînd are loc transferul de sarcină este reprezentat în figura 6.33*b* iar forma undelor de comandă a transferului este reprezentată în figura 6.33*c*. O altă metodă de a realiza structuri DCS care să lucreze în două faze este obținerea unui dopaj neuniform (prin metoda implantării de ioni). Dopajul neuniform duce la apariția unei bariere [46] care împiedică trecerea înapoi a purtătorilor transferați (fig. 6.34), funcție pe care

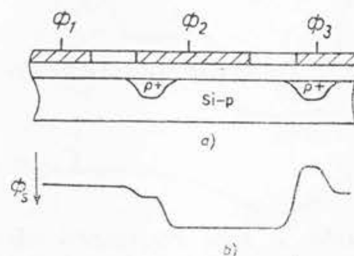


Fig. 6.34. — DCS cu două faze, cu bariera realizată prin implantare de ioni ; *a* — vedere în secțiune ; *b* — profilul potențialului de suprafață, care indică bariera datorată neuniformității dopajului

în sistemul cu trei faze o îndeplinea al treilea electrod. Transferul de sarcină de la un electrod la altul se face prin drift și difuzie. Driftul este determinat de doi factori: (1) repulsia electrostatică mutuală a sarcinilor (mai binezis cîmpul creeat de distribuția neuniformă a sarcinii între cei doi electrozi); acesta se numește drift autoindus; (2) cîmpul datorat diferenței de potențial dintre electrozi. Cantitatea $\rho_r(t)$ de sarcină care rămîne netransferată după timpul t de transfer prin drift autoindus este dată de expresia [47]

$$\frac{\rho_r(t)}{\rho_0} = \left(1 + \frac{t}{\tau_{ai}}\right)^{-1},$$

$$\tau_{ai} = \frac{2L^2 C_{ef}}{\pi \mu q \rho_0},$$

unde ρ_0 este sarcina de electroni pe unitatea de arie la $t = 0$ din cantitatea de sarcină ce trebuie transferată, L — distanța dintre centrul volumului de sarcină ce trebuie transferat și centrul volumului de sarcină în poziția în care a fost transferat, μ — mobilitatea electronilor, C_{ef} — capacitatea efectivă, de stocare, pe unitatea de arie. În cazul driftului datorat cîmpului dintre electrozi, cantitatea de sarcină rămasă netransferată după timpul t este dată de

$$\frac{\rho_r(t)}{\rho_0} \simeq \exp(-t/\tau_e),$$

$$\tau_e \leqslant \frac{L}{\mu \mathscr{E}_m}, \quad \mathscr{E}_m \simeq \frac{2}{3}\frac{\Delta V}{L^2}\frac{\pi \varepsilon_s}{C_{ef}},$$

unde ΔV este diferența de potențial dintre electrozii între care are loc transferul și ε_s este constanta dielectrică a semiconductorului. Capacitatea efectivă pentru DCS cu canal de suprafață este dată de capacitatea oxidului

$$C_{ef} = C_0 = \frac{\varepsilon_i}{d}. \tag{6.21}$$

În cazul cînd DCS are canal de adîncime (ascuns), atunci

$$C_{ef} = \left(\frac{d}{\varepsilon_i} + \frac{l}{\varepsilon_s} - l\frac{\rho/\rho_d}{2\varepsilon_s}\right)^{-1}, \tag{6.22}$$

unde ε_i este constanta dielectrică a oxidului, d — grosimea stratului de oxid, ρ_d — concentrația donorilor din canalul ascuns și l — grosimea stratului de tip n. O comparație între diagrama de benzi a DCS cu canal de suprafață și cu canal de adîncime este reprezentată în figura 6.35. Dispozitivul cu canal de adîncime diferă de dispozitivul cu canal de suprafață prin aceea că sub stratul izolator se realizează în semiconductorul de tip p un strat cu conducție de tip n (prin implantare de ioni sau se depune epi-

taxial înaintea depunerii stratului de oxid). Stratul de tip n se polarizează pozitiv în raport cu substratul de tip p astfel încît sînt îndepărtați toți electronii din el. Electrozii poartă se polarizează astfel încît minimul de poten-

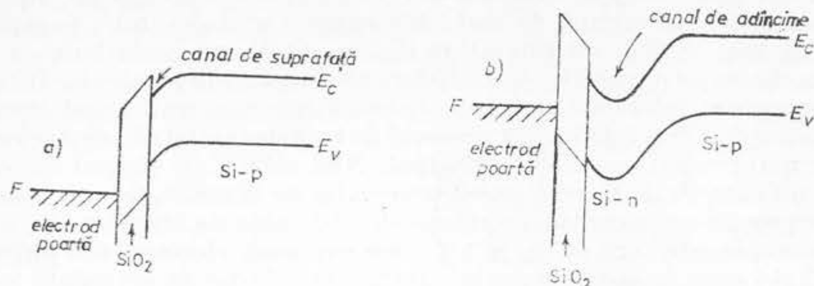


Fig. 6.35. — Diagrama de benzi de energie a unui DCS cu canal de suprafață (a) și cu canal de adîncime (b).

țial se realizează în stratul de tip n și nu la suprafața semiconductorului. Transferul de sarcină se face prin acest canal. Driftul autoindus este mecanismul dominant în partea inițială iar driftul datorat cîmpului dintre electrozi este mecanismul dominant în partea finală a procesului de transfer. Prin urmare, în cazul DCS cu canal indus se poate considera $\rho = \rho_0$ în (6.22) și (6.19) și $\rho = 0$ în (6.22) și (6.20). Comparînd relațiile (6.19) și (6.20) pentru o adîncime a canalului ascuns de 0,5µm și o grosime a stratului de oxid $d = 0{,}2$µm se observă că nu se obține o micșorare semnificativă a timpului de transfer în DCS cu canal de adîncime. În schimb pentru o adîncime mai mare (5 µm) a canalului ascuns timpul de transfer în DCS cu canal ascuns este mult mai mic decît timpul de transfer în DCS cu canal de suprafață. Aceasta se datorează micșorării lui C_{ef} și prin urmare creșterii cîmpului de antrenare (drift) dintre electrozii între care are loc transferul. O diagramă energetică, pentru comparație, este reprezentată în figura 6.36. Deoarece canalul de suprafață este foarte apropiat de electrozii poartă, potențialul de suprafață sub un electrod dat este determinat aproape total de către potențialul acestui electrod. Minimul potențialului în canalul de adîncime este relativ departe de planul electrozilor, astfel că potențialul de sub un electrod este influențat și de potențialele electrozilor vecini. În dispozitivul cu canal de adîncime sub electrozii între care se face transferul profilul potențialului are o pantă mai mare și deci cîmpul de drift este mai mare decît în cazul dispozitivului cu canalul de suprafață. Dispozitivul cu canal de adîncime poate funcționa cu o rată de transfer de 130 MHz. Eficiența transferului de sarcină este limitată de dinamica mișcării purtătorilor de sarcină liberi și în dispozitivele cu canal de suprafață, de captura purtătorilor de sarcină la interfața semiconductor-izo-

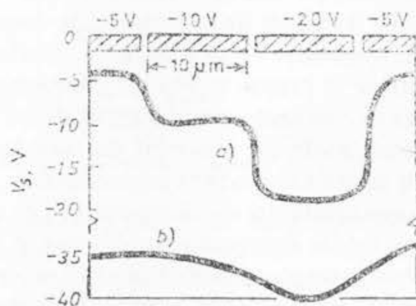


Fig. 6.36. — Profilul potențialului pentru un dispozitiv cu canal de suprafață (a) și pentru un dispozitiv cu canal ascuns (b).

lator. Timpul de emisie a electronilor de pe stările de interfață este proporțional cu $\exp(E_c - E_t)/kT$, unde E_c este marginea inferioară a benzii de conducție și E_t este nivelul capcanei. Contribuția stărilor de interfață la ineficiența procesului de transfer este determinată de raportul dintre τ_e și perioada $1/f_c$ a tensiunii de tact (de comandă a procesului) ; f_c este frecvența de tact. Stările cu timpul de emisie $\ll 1/f_c$ nu contribuie la micșorarea eficienței procesului de transfer ; acestea sînt în particular stările de lîngă marginea inferioară a benzii de conducție care emit rapid electronii captați imediat ce a fost inițiat procesul de transfer astfel că acești electroni se pot reuni rapid cu pulsul principal. Nici stările cu timpul de emisie $\gg 1/f_c$ nu contribuie la micșorarea procesului de transfer, deoarece sarcina rămîne practic permanent captată pe ele. Eficiența de transfer este micșorată de capcanele care au $\tau_e \simeq 1/f_c$ care captează electroni din pulsul de sarcină și-i emit în coada pulsului. Influența stărilor de suprafață asupra eficienței de transfer poate fi micșorată prin umplerea cu sarcină a fiecărei gropi cu o cantitate ce reprezintă 10–20 % din valoarea de saturație [48]. În acest caz zero digital nu reprezintă o groapă goală ci una umplută pînă la 10–20 % ; acesta se numește în literatura străină „zero gras" căruia propunem să-i zicem „zero fals". Condiția de zero fals face ca stările de interfață de sub porți să fie pline cu electroni și să nu capteze electroni din sarcina semnalului de lucru. Fiecare puls primește de la pulsul din fața sa același număr de purtători cît lasă la pulsul următor. Ineficiența transferului este dată de relația

$$\delta\eta = \frac{1}{n + n_0} kT\ N_i\ \ln\left(1 + \frac{2f_c}{k_0 n_0}\right), \qquad (6.23)$$

unde n_0 este numărul de electroni pe unitatea de arie în condiția de zero fals, n — numărul de electroni din semnal pe unitatea de arie, N_i — densitatea de stări de suprafață rapide în $\text{cm}^{-2}\ (\text{eV})^{-1}$, f_c — frecvența de tact și k_0 — o constantă care depinde de secțiunea de captură a capcanelor ($k_0 = 10^{-2}\ \text{cm}^2/\text{s}$). Din ecuația (6.23) se observă că la frecvențe joase, este limitată de procesele de captură și este aproape independentă de f_c ; la frecvențe înalte $\delta\eta$ este limitată de mecanismul de transfer al sarcinii libere și crește rapid cu creșterea f_c. Studiem în continuare procesul de tact (comanda transferului de sarcină) în DCS cu patru faze și comparăm rezultatele cu procesul de tact în două faze și trei faze. O structură DCS cu patru faze este reprezentată în figura 6.37. O asemenea structură poate fi comandată în două moduri : (a) modul normal în patru faze (fig. 6.38*a*) și modul de comandă dublă (fig. 6.38 *b*). În modul normal de comandă, sarcina este stocată numai sub un electrod (fig. 6.38 *c*) în timp ce în modul de comandă dublă sarcina este stocată sub doi electrozi vecini (fig. 6.38 *d*). În tabela 6.1 sînt reprezentate caracteristicile DCS cu procesul de tact în două faze, în trei faze și în patru faze.

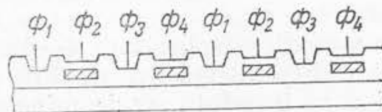


Fig. 6.37. — Vedere în secțiune a DCS cu patru faze.

Fig. 6.38. — Procesul de tact în patru faze: *a* — forma pulsurilor de comandă a DCS cu patru faze; *b* — forma pulsurilor în cazul comenzii duble; *c* — lungimea gropilor de potențial în cazul comenzii normale; *d* — lungimea gropilor de potențial în situația cu comandă dublă.

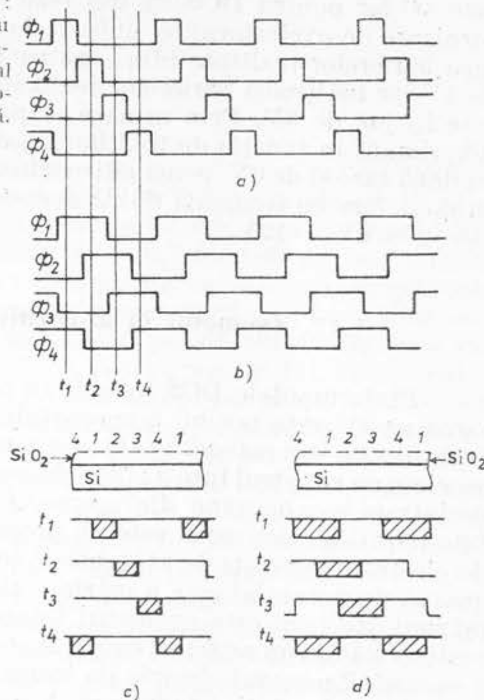


Tabela 6.1

Caracteristicile DCS

	2 faze	3 faze	4 faze
Lungimea canalului	$4L$	$3L$	$4L$
Puterea de excitație	$4CV^2f_c$	$3CV^2f_c$	$4CV^2f_c$
Sensibilitatea la forma pulsului de tact	nu	da	nu
Tensiune de susținere	1×4V	1×6V	2×6V
Transferul pe bit	2	3	4

În acest tabel L este lungimea unui electrod astfel că lungimea unei celule sau a unui bit al DCS cu două sau patru faze este $4L$ iar lungimea unui bit cu trei faze este $3L$. În fiecare moment capacitatea C (corespunzătoare unui electrod de lungime L) se încarcă sau se descarcă, puterea furnizată de sursa de excitare (de tact) cu pulsuri rectangulare fiind $(1/2)\ CV^2$. Pentru a deplasa pulsul de sarcină de la o celulă la cea vecină în DCS cu două faze și patru faze electrozii trebuie încărcați de 8 ori, per total, în f_c^{-1} secunde. Astfel, puterea furnizată de excitator este $8\times(1/2)\ CV^2f_{bit} = 4CV^2f_c$. În DCS cu trei faze electrozii trebuie încărcați și descărcați per total de 6 ori în f_c^{-1} secunde, pentru a deplasa pulsul de sarcină de la o celulă la cea vecină. Puterea furnizată în acest caz de excitator este $3CV^2f_c$. Avînd în vedere că pentru DCS cu două și patru faze capacitatea celulei

este 4C iar pentru DCS cu trei faze este 3C expresia generală a puterii furnizate de excitatorul cu pulsuri de formă pătrată este $C_{cel} V^2 f_c$. Înălţimea barierelor realizate (din construcţie) în DCS cu două faze este în jur de 4V iar înălţimea barierelor realizate prin controlul tensiunilor pe porţi este în jur de 6V. Prin urmare, capacitatea de susţinere a semnalului (exprimată în funcţie de înălţimea barierelor) este 4V pentru dispozitivul cu două faze şi de 6V pentru dispozitivul cu trei faze. Pentru dispozitivul cu două faze cu comandă dublă această tensiune de susţinere a semnalului este 2 × 6V = 12V.

6.11. Zgomotul în dispozitivele cu cuplaj prin sarcină

Performanţele DCS folosite în reţelele de imagine depind de micşorarea pe cît este posibil a zgomotului. Zgomotele care apar în registrele DCS sînt de trei categorii : (1) cele asociate cu circuitul de intrare ; (2) cele asociate cu registrul însuşi ; (3) cele asociate cu circuitul de ieşire. Zgomotul de intrare se compune din zgomotul fotonic şi zgomotul electric. Emisia fotonilor din orice sursă este un proces aleatoriu. Prin urmare şi numărul de electroni generaţi de absorbţia fotonilor şi colectaţi în timpul Δt într-o groapă de potenţial este o mărime aleatoare. Abaterea standard a acestei mărimi aleatorii este zgomotul fotonic. Procesul de emisie are loc după statistica Poisson astfel că deviaţia standard este egală cu rădăcina pătrată a mediei. Zgomotul electric de intrare se datorează zgomotului termic al rezistenţei circuitului de intrare. Numărul de electroni injectaţi de la sursă (secţiunea de intrare din fig. 6.32) într-o groapă de potenţial este o mărime aleatoare a cărei abatere standard este zgomotul electric de intrare. Procesul poate fi considerat ca o încărcare a unei capacităţi printr-o rezistenţă R care are tensiunea spectrală de zgomot dată de relaţia Johnson-Nyquist, $\overline{V_z^2}\ (f) = 4kTR$, V²/Hz. Dacă sarcina Q a capacităţii C este aleatorie atunci variaţia lui Q este dată de $(kTC)^2$. Zgomotul, măsurat prin fluctuaţia n a concentraţiei electronilor este $(1/q)\ (kTC)^2$ (a se vedea demonstraţia acestui rezultat în finalul acestui paragraf). Pentru $C = 0{,}1$pF, $n_z = 130$, electroni la temperatura camerei. Acesta este zgomotul electric introdus în pulsul de sarcină dintr-o groapă de potenţial, de către circuitul de intrare.

Zgomotul din registrul însuşi se împarte în zgomotul de transfer şi zgomotul de stocare. Acesta se datorează stărilor de interfaţă rapide şi lente precum şi stărilor de volum şi generării termice (curentul de întuneric). Captura şi reemisia purtătorilor de către aceste stări sînt procese aleatorii. Abaterea standard a numărului de elecroni transferaţi dintr-o groapă de potenţial în cea vecină este zgomotul asociat cu stările de captură. Stările de suprafaţă rapide intervin în procesul de transfer, stările de suprafaţă lente intervin în procesul de stocare iar stările de volum intervin în DCS cu canal ascuns. Generarea termică a perechilor electron-gol într-un semiconductor este un proces aleatoriu care aduce o contribuţie la sarcina dintr-o groapă de potenţial a DCS. Numărul purtătorilor din pulsul de sarcină, generaţi termic, este o mărime aleatorie şi abaterea standard este zgomotul curentului de întuneric. Ca şi emisia fotonilor, generarea termică a purtătorilor de sarcină se supune statisticii Poisson şi abaterea standard este egală cu rădăcina pătrată a mediei. Dacă se notează cu I curentul de întuneric (apro-

ximativ 10nA/cm²), cu A aria unui electrod poartă (aproximativ 10^{-6} cm²), cu n numărul de faze (3) şi cu t timpul total de întîrziere a pulsului (1/60 s), zgomotul curentului de întuneric se poate scrie

$$n_z = N^{1/2} = \left(\frac{I\ A\ \ nt}{q}\right)^{1/2}.$$

Pentru $I = 10$ nA rezultă din ecuaţia de mai sus că numărul de electroni acumulaţi într-un puls de sarcină în 1/60s este 3 125 iar zgomotul $n_z =$ $= 56$ electroni. Extracţia semnalului dintr-un DCS implică încărcarea unei capacităţi prin intermediul unui comutator. Se utilizează în mod obişnuit două metode: (a) conectarea directă la dioda de ieşire a unui amplificator exterior sau (b) conectarea amplificatorului exterior la un tranzistor MOS (fixat pe cip) care este comandat de către o poartă plutitoare (realizată prin difuzie) localizată la marginea de la ieşirea registrului. Indiferent de modul de extracţie a semnalului, potenţialul diodei sau porţii plutitoare de la ieşire se restabileşte în fiecare perioadă de baleaj. Zgomotul din procesul de restabilire, care este zgomotul termic al circuitului de restabilire se reflectă în semnalul de ieşire. Zgomotul de ieşire este dat de aceeaşi expresie ca şi zgomotul de intrare, $n_z = (1/q)\ (kTC)^{1/2}$. În cazul (a) capacitatea firului care face legătura cu amplificatorul exterior este mare şi $n_z = 1\ 300$, valoare comparabilă cu cea din tubul Vidicon convenţional. În cazul (b) deoarece tranzistorul MOS conectat pe cip are o capacitate mică, zgomotul este mult mai mic, $n_z = 130$. Circuitul convenţional de ieşire al unui DCS arată ca în figura 6.39*a*. Extracţia semnalului o face astfel. Pe dioda de ieşire se stabileşte o tensiune V_i mare prin intermediul comutatorului care este un tranzistor MOS ce se află în starea de conducţie. Constanta de timp este $R_c C = (10^4\Omega \cdot 10^{-13}\text{F}) = 10^{-9}$s. Apoi comutatorul trece în starea

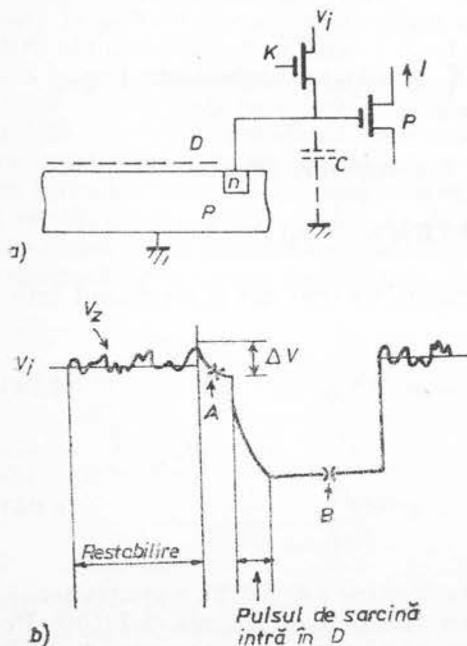


Fig. 6.39. — Circuitul de ieşire al unui DCS convenţional (*a*): *D* este dioda de ieşire, *K* — comutator, *P* — preamplificator cu tranzistor MOS; *b* — tensiunea de ieşire

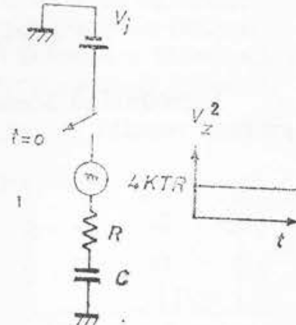


Fig. 6.40. — Circuitul echivalent de zgomot de încărcare a unei capacităţi prin intermediul unei rezistenţe cu zgomot termic.

de blocare și constanta de timp este $R_b C = (10^{12}\Omega \cdot 10^{-13}\text{F}) = 10^{-1}$s. Atunci cînd comutatorul trece în starea de blocare are loc o scădere a tensiunii pe capacitatea C(notată cu ΔV pe fig. 6.39 *b*) datorită pulsului de alimentare pentru comutarea tranzistorului. În continuare, este introdus pulsul de sarcină (care conține informația) în dioda de ieșire micșorîndu-i tensiunea inversă de polarizare. Apoi ciclul se repetă : comutatorul trece în starea de conducție etc. Tensiunea de ieșire pe capacitatea C este reprezentată în figura 6.39 *b*. În mod obișnuit tensiunea se așantionează în B în raport cu o anumită valoare de referință fixată. Tensiunea de zgomot este în acest caz $(kT/C)^{1/2}$. Pentru a găsi această expresie să considerăm o capacitate C cu sarcina inițială Q_0 și tensiunea V_0. La $t = 0$ se închide comutatorul ideal și prin intermediul rezistenței R capacitatea C se încarcă la tensiunea V_i (fig. 6.40). Notînd cu Q sarcina la un moment dat pe condensator și cu $v(t)$ tensiunea electromotoare din circuit (în cazul de față este sursa de zgomot) se scrie

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC} = \frac{v(t)}{R},$$

care poate fi rescrisă

$$\frac{d}{dt}\left(Qe^{t/RC}\right) = \frac{1}{R}v(t)e^{t/RC}.$$

Se obține

$$Q(t) = \frac{1}{R}e^{-t/RC}\int_0^t v(\tau)e^{\tau/RC}d\tau,$$

iar

$$\overline{(Q(t) - \bar{Q}(t))^2} = \overline{Q}^2(t) = \frac{1}{R^2}e^{-t/2RC}\int_0^t\int_0^\tau < v(\tau_1)v(\tau_2) > e^{(\tau_1+\tau_2)/RC}d\tau_1 d\tau_2.$$

Dacă $v(t)$ este zgomotul termic din rezistor, atunci

$$< v(\tau_1)\, v\,(\tau_2) > = 2kTR\delta(\tau_1 - \tau_2).$$

Introducînd această relație în ecuația de mai sus și efectuînd integrarea, rezultă

$$\bar{Q}^2(t) = kTC(1 - e^{-2t/RC}), \tag{6.24}$$

și

$$\overline{V_z^2}(t) = \frac{kT}{C}\left(1 - e^{-2t/RC}\right), \tag{6.25}$$

unde $(RC/2)$ se numește timp de corelare. Pentru $t \ll (RC/2)$, variația tensiunii pe capacitate este mică, iar pentru $t \gg RC$ are valoarea $(kT/C)^{1/2}$. Pe această bază se consideră două eșantionări reprezentate prin A și B

pe figura 6.39 *b*. *A* se ia imediat după restabilirea comutatorului în starea de blocare și *B* după ce pulsul de sarcină s-a introdus în dioda de ieșire. Dacă timpul între *A* și *B* este mult mai mic decît $R_bC/2$ (R_b este rezistența comutatorului în starea de blocare), atunci zgomotul în aceste eșantioane de timp se află în corelație de fază și poate fi eliminat prin scăderea lui V_A^- din V_B [50]. Practic aceasta se realizează prin inversia tensiunii de restabilire și extragerea (scăderea) ei din tensiunea de semnal. Prin această metodă de eșantionare dublă se înlătură din semnalul de ieșire zgomotul kTC. Ceea ce mai rămîne este zgomotul amplificatorului de la ieșire, care este zgomotul introdus de poarta preamplificatorului MOS (fig. 6.39 *a*).

6.12. Metode de baleiaj în sensorii de imagine

În afară de metoda de baleiaj cu fascicol de electroni folosită în tubul Vidicon (paragraful 6.9) există și alte metode de baleiaj în sensorii de imagine. Dintre acestea cele mai importante sînt metoda de baleiaj multiflex și metoda de baleiaj prin transfer de sarcină.

A. *Metoda de baleiaj multiflex*

Este analogă cu metode de baleiaj cu fascicol de electroni. Sarcina (care reprezintă imaginea de transmis) din fiecare element se descarcă prin intermediul unui comutator într-un electrod comun conectat la amplificatorul de ieșire. Sensorii de imagine pot funcționa pe o singură linie sau în rețele XY bidimensionale. Un sensor cu o singură linie cu baleiaj multiflex este reprezentat în figura 6.41 *a*; fiecare element al liniei este alcătuit dintr-o fotodiodă legată în serie cu un tranzistor MOS (fig. 6.31). Pentru baleiaj se folosește un generator cu registru de deplasare digital cu multe ieșiri în paralel fiecare ieșire fiind conectată la poarta unui tranzistor MOS al unui element de linie. Pulsul negativ de la generator se deplasează de-a lungul registrului comutînd pe rînd fiecare tranzistor în starea de conducție și, prin urmare, descărcînd în același conductor pe rînd sarcina acumulată în fiecare fotodiodă care este o reprezentare a imaginii reale de transmis. Curentul semnalului video din conductorul de ieșire intră într-un amplificator care este în mod obișnuit construit pe același cip cu sensorul și cu circuitul multiflex. Fiecare element al liniei constă dintr-un detector de lumină și un comutator. Ca fotodetector poate fi folosită o fotodiodă polarizată invers, ca în figurile 6.31 și 6.41 sau, purtătorii generați fotoelec-

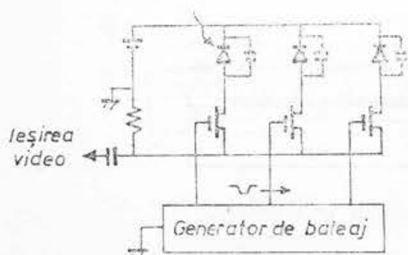


Fig. 6.41. — Linie de sensori de imagine fotodetector-MOS, cu baleiaj multiflex.

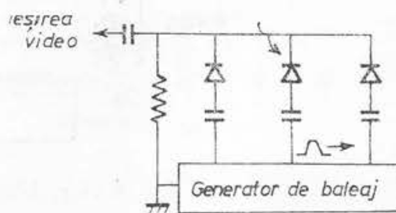


Fig. 6.42. — Linie de sensori fotodiode-capacități, baleiată multiflex.

tric pot fi colectați la interfața siliciu-izolator, fără a mai fi necesară fotodioda. Pentru comutare se poate folosi un tranzistor sau o diodă. De asemenea, fotodioda poate fi folosită alternativ ca detector la polarizare inversă și drept comutator pentru descărcare la polarizare directă. O asemenea linie de sensori este reprezentată în figura 6.42. Unul din dezavantajele baleiajului multiflex constă în faptul că linia conductoare în care intră semnalele video de la elementele succesive este destul de lungă și capacitatea între acest conductor și pămînt poate depăși cu cîteva ordine de mărime capacitatea unui element al rețelei, ceea ce duce la creșterea zgomotului de ieșire. Generatorul de baleiaj utilizat în mod obișnuit este un registru de deplasare digital (digital shift register) sau un numărător inelar (ring counter). Pentru fiecare element al liniei de sensori, generatorul conține 3 ÷ 8 tranzistori MOS. Există și alte tipuri de generatoare de baleiaj. De exemplu cel cu registru „bucket brigade" conține un singur tranzistor pentru un element al liniei de sensori. Rețeaua bidimensională de sensori baleiată prin metoda multiflex conține două seturi de benzi de adresare X și Y perpendiculare între ele, conectate la fiecare element din rețea. Fiecare element al sensorului XY conține un fotodetector și unul sau mai mulți comutatori conectați la benzile de adresare. Baleiajul multiflex în sensorii XY se poate face extrăgînd semnalul video de pe linii, de pe coloane sau de la un electrod comun cum ar fi substratul. Un exemplu este arătat în figura 6.43 unde semnalul video se extrage de pe coloane. Elementele din rețeaua de sensori pot fi fotoconductori cu straturi subțiri din CdS, fotorezistori din siliciu, fotodiode din siliciu, etc. O rețea XY poate conține 100 × 100 elemente, 500 × 500 elemente etc.

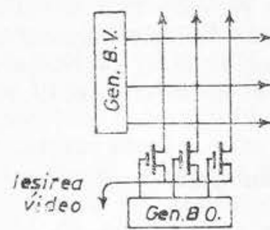


Fig. 6.43. — Sensori în care semnalul video se extrage de pe coloane.

B. *Baleiajul prin transfer de sarcină*

Dispozitivele cu baleiaj prin transfer de sarcină diferă de registrele cu deplasare digitală prin aceea că semnalul introdus se deplasează prin registru ca o succesiune spațială de pulsuri de sarcină. Deplasarea pulsurilor de sarcină de-a lungul suprafeței semiconductorului dintr-un loc în altul se realizează prin aplicarea pulsurilor de tact pe electrozii poartă. Vederea în secțiune a unei linii de sensori cuplați prin sarcină este reprezentată în figura 6.44. În linia reprezentată registrul se iluminează direct (pentru obținerea imaginii latente) timp în care tactul este oprit. Purtătorii de sarcină generați în semiconductor sînt colectați la suprafață în

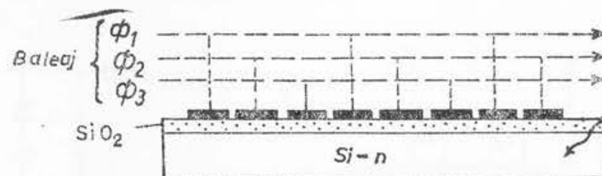


Fig. 6.44. — Linie de sensori cuplați prin sarcină.

gropile de potențial. Apoi se dă drumul la pulsurile de tact și se colectează semnalul video la ieșire. În alte rețele liniare sensorii sînt separați de registrul de extracție. Pentru o linie de sensori se pot folosi unul sau două registre de extracție. În acest caz registrele sînt ecranate față de lumină astfel că nu este necesar să fie oprit procesul de tact în timpul înregistrării imaginii ci numai în momentul cînd are loc transferul sarcinii din fotocelule în regis-

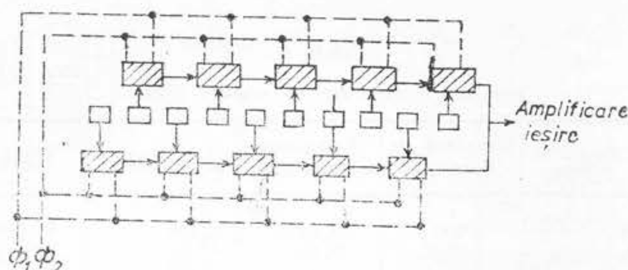


Fig. 6.45. — Rețea liniară de sensori cu fotoelemente de registre (în număr de două, care nu se iluminează).

tru. După ce se formează imaginea latentă, ea este transferată către registru. Pentru ca transferul să se efectueze mai repede și fotocelulele să fie dispuse cît mai aproape unele de altele se folosesc două registre de extracție fixate lateral de o parte și de alta a liniei de sensori. Un exemplu este arătat în figura 6.45. Se utilizează de asemenea rețele XY (bidimensionale) care au un registru pentru fiecare coloană sau linie de sensori. Exemple practice vor fi expuse în paragraful următor. În încheierea acestui paragraf menționăm că baleiajul prin transfer de sarcină are următoarele avantaje față de cel multiflex.

1) Raportul semnal/zgomot este mic datorită eliminării capacității mari a conductorului multiflexului (care are lungime mare).

2) Baleiajul este uniform, prin eliminarea numărului mare de comutatori (din cazul baleiajului multiflex) și neidentității pulsurilor de baleiaj. Menționăm că baleiajul prin transfer de sarcină se folosește în afară

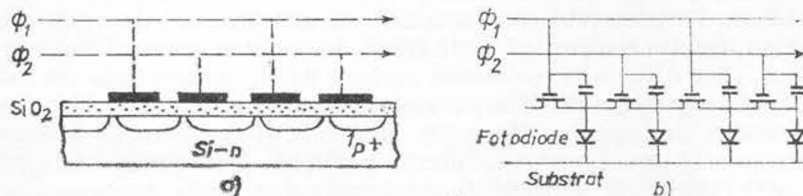


Fig. 6.46. — Linie de sensori cu fotodiode MOS: *a* — vedere în secțiune; *b* — circuitul corespunzător.

de cazul dispozitivelor cuplate prin sarcină și în sensorii alcătuiți din fotodiode MOS. Vederea în secțiune a unei linii de sensori este reprezentată în figura 6.46 *a*, iar circuitul corespunzător este reprezentat în figura 6.46 *b*.

6.13. Caracteristicile senzorilor de imagine cu dispozitive cuplate prin sarcină

Primele realizări au fost publicate în anul 1970 [51]. Se utilizează rețele liniare sau bidimensionale atît cu registrul iluminat cît și cu registrul neiluminat. Parametrii unui cip cu sensori de imagine liniari sînt dați în tabela 6.2.

Tabela 6.2

Parametrii unui cip cu sensori liniari

Firma	Numărul de elemente	Lungimea (celulei mils)	Tehnologia	Tipul
Bell	1 600	0,63	CS	S + 1R
Fairchild	1 728	0,53	CA	S + 2R
RCA	500	1,2	CS	RD
TI	500	1,2	CS	RD

CS = canal de suprafață, CA = canal ascuns S + 1R = sensori plus un registru de extracție, S + 2 R = sensori + 2 registre de extracție; RD = registru de deplasare; 1 mils = 0,001 inch; 1 inch = 2,54 cm.

Liniile cu sensorii separați de registrele de extracție (care sînt ecranate față de lumină) au avantajul că baleiajul nu se întrerupe în timpul expunerii la lumină. Între fiecare element al sensorului și un etaj al registrului de extracție adiacent se află o poartă MOS. Cînd imaginea din sensor trebuie transferată în registru aceste porți se deschid simultan. Timpul de integrare (de formare a imaginii latente) a imaginii este de ordinul 500 μs. Frecvența de repetiție a pulsurilor de tact este 1MHz. Pentru iluminarea obiectului se folosește o lampă cu filament de wolfram încălzit la 2 800K. O linie de sensori cu două registre de extracție este reprezentată în figura 6.47. Porțile sînt din siliciu policristalin dopat cu fosfor separate prin siliciu policristalin nedopat care formează un strat rezistiv. În final s-a depus peste registre un strat de aluminiu pentru a le ecrana față de lumină. În figura 6.48 este reprezentată o linie cu 1 728 elemente, realizată recent [52]. Ea utilizează un registru de deplasare DCS cu canal ascuns și funcționează în două faze. Dispozitivul este acoperit cu un strat de aluminiu opac, cu excepția suprafeței sensorului de imagine, Φ_f, pentru a ecrana registrul față de lumină. Prin difuzie se realizează regiuni de tip *p* care izolează între ele 1 728 canale (structuri MOS separate) care reprezintă cele 1 728 elemente ale sensorului de imagine (fig. 6.49). Distanța dintre centrele a două fotoelemente este 13 μm. Lumina incidentă pătrunde prin poarta foto (Φ_f) din siliciu policristalin în substratul semiconductor, unde generează perechi electron-gol. Pe poarta foto se aplică o tensiune pozitivă, astfel că fotoelectronii sînt colectați în gropile ei de potențial. După ce fotoelectronii au fost colectați poarta de transfer Φ_x este adusă la un potențial mare pentru a transfera acești fotoelectroni sub formă de pulsuri de sarcină în registrul de deplasare DCS adiacent care lucrează cu două faze de transfer. La un moment dat numai una, de exemplu Φ_1, din cele două faze se află la un potențial ridicat pentru a putea primi pulsurile de sarcină. Astfel fotoelectronii

din sensorii impari sînt transferați în gropile de potențial corespunzătoare din registrul de deplasare figura 6.50, în timp ce fotoelectronii din sensorii notați cu numere pare rămîn sub porțile foto. Apoi poarta Φ_x este adusă la potențial mic iar Φ_1 și Φ_2 sînt baleiate pentru a transfera electronii din registru în amplificatorul cu poartă plutitoare, APP (fig. 6.48). După ce au

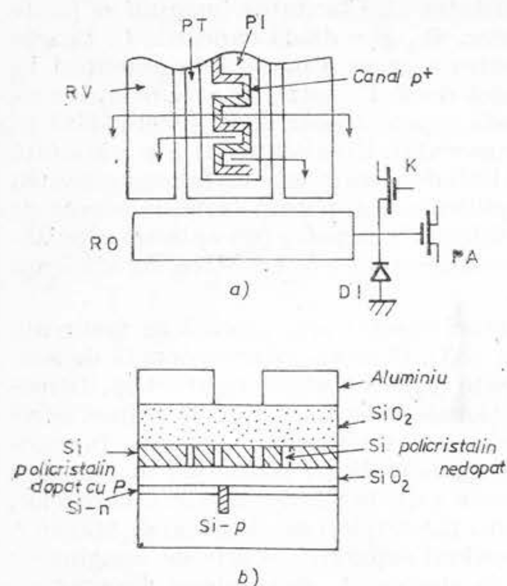


Fig. 6.47. — Linie DCS de sensori, cu două registre de extracție : PT — poarta de transfer, PI — poarta de imagine, RV — registru vertical, RO — registru orizontal, K — comutator, PA — preamplificator (a,b).

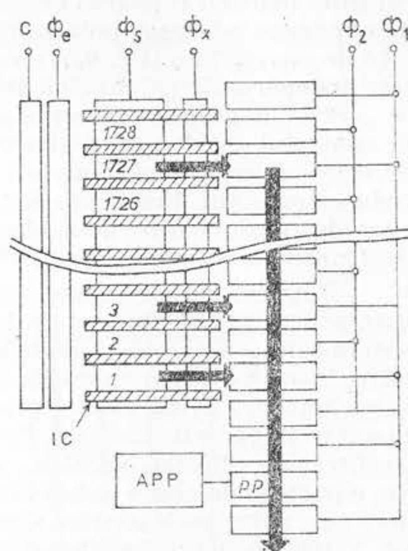


Fig. 6.48. — Schema bloc a unei linii de sensori de imagine cu 1728 elemente : C — capcană, IC — izolarea canalului, APP — amplificator cu poartă plutitoare, PP — poartă plutitoare.

fost detectați de către APP toți fotoelectronii de la sensorii impari, Φ_x este adusă din nou la potențial ridicat și, de asemenea, Φ_2 pentru a se extrage pulsurile de sarcină din elementele sensorului cu numere pare. Structura registrului DCS este reprezentată în figura 6.51. Conține două strate de siliciu policristalin. De asemenea, conține bariere B realizate prin implantare de ioni ce se folosesc pentru deplasarea unidirecțională a sarcinii în registrul cu două faze de transfer. Stratul de tip n obținut prin implantare

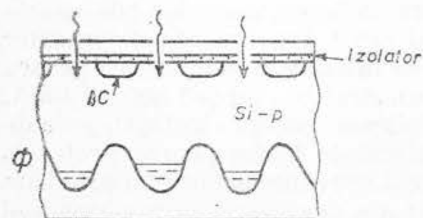


Fig. 6.49. — Sensorul de imagine, cu gropile Φ, de potențial de sub poarta foto, Φ_f.

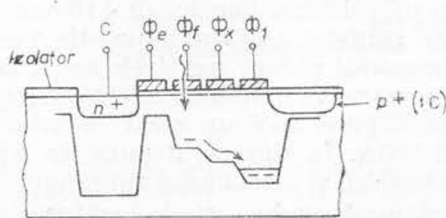


Fig. 6.50 — Profilul potențialului, ilustrînd transferul electronilor din sensorul de imagine în registru.

de ioni s-a introdus pentru a deplasa minimul de potențial departe de interfața izolator-semiconductor, așa cum se ilustrează în figura 6.52. În acest fel pulsurile de sarcină sînt stocate și transferate în volumul semiconductorului, eliminîndu-se captura sarcinii de către stările de interfață. Dacă numărul de fotoelectroni depășește nivelul V_s de saturație, electronii în exces se „varsă" în gropile de potențial adiacente (fig. 6.53). Aceasta are ca efect dispersia imaginii și deci neclaritatea ei. Claritatea imaginii se poate controla folosind o poartă de expunere, Φ_e, și o diodă capcană, C. Poarta de expunere este ușor polarizată pentru a creea o barieră de potențial V_b față de poarta foto (fig. 6.54) mai mică decît V_s astfel că sarcina în exces este îndepărtată, pătrunzînd în dioda capcană polarizată invers, fără să se „verse" în gropile adiacente ale sensorului. Un alt avantaj, în plus față de controlul antidispersie, al acestei linii de sensori este că folosește pentru detecție în locul unei diode un amplificator cu poartă izolatoare ceea ce reduce zgomotul. Frecvența de tact folosită în registru (de aplicare a pulsurilor de tensiune între două elemente succesive) este 1,5 MHz, iar eficiența de transfer a sarcinii este 0,99995.

Rețelele bidimensionale cu sensori cuplați prin sarcină au fost realizate pentru prima dată în anul 1971 [53]. O rețea bidimensională de sensori în care se iluminează registrele este reprezentată în figura 6.55. Dispozitivul conține patru suprafețe funcționale diferite, cărora li se face adresarea separat, avînd fiecare cîte trei seturi de electrozi deoarece funcționează în trei faze de transfer. Rețeaua principală are 106 canale de transfer, în direcție verticală, paralele, separate prin benzi de izolare a canalelor. De o parte și de alta a canalelor există 128 tripleți de electrozi de transfer. Rețeaua principală conține două secțiuni separate : o arie de imagine cu 64 $\times$ 106 elemente (celule) și aria de stocare A_s de aceleași dimensiuni. La fiecare capăt al acestei rețele se află cîte un registru serie cu 106 elemente și o diodă de intrare și de ieșire. Există în plus cîțiva electrozi de adresare independenți. Primul și ultimul rînd de electrozi din rețeaua principală pot servi ca porți separate (notate P_s și P_j) pentru delimitarea ariei de imagine sau pot fi alimentate cu pulsuri speciale de trasfer pentru a controla conversia paralel/serie. De asemenea, cele două registre serie se termină cu porți separate (notate P_i și P_e) de adresare pentru a regla deplasarea sarcinii din dioda de intrare și, respectiv, către dioda de ieșire. Dispozitivul, cu aria de 4 $\times$ 5 mm^2 s-a realizat pe o plăcuță de siliciu de tip p cu rezistivitatea de 20—40 Ω cm. În plăcuță s-a difuzat fosfor pentru a se realiza diodele de intrare și de ieșire, precum și trecerile conexiunilor în cruce. (Deoarece s-a făcut o singură metalizare pentru obținerea electrozilor, trecerile în cruce pentru conexiuni s-au făcut în prealabil prin difuzie) a se vedea capitolul Circuitele integrate). Se realizează apoi o regiune de tip p prin difuzia borului ($2 \cdot 10^{14}$cm^{-3}) pentru delimitarea celor 106 canale de transfer așezate în direcție verticală și celor două canale de transfer orizontal pentru registrele serie. După ce se înlătură oxizii folosiți pentru mascarea în timpul difuziei se crește termic un strat de oxid de 1 300 —1 400Å. Se depune apoi un strat metalic din Wolfram pentru electrozi, gros de 1 500Å. În final se depune un strat de sticlă de fosfor pentru protecția electrică și mecanică a suprafeței. Prin sticlă se realizează orificii prin care pătrund conductorii de legătură, care sînt din aur. Rețeaua funcționează astfel. Imaginea se proiectează în jumătatea superioară a rețelei principale. Lumina pătrunde în siliciu prin ferestrele dintre electrozii de transfer unde generează perechi electron-gol ; electronii se acumulează în gropile de poten-

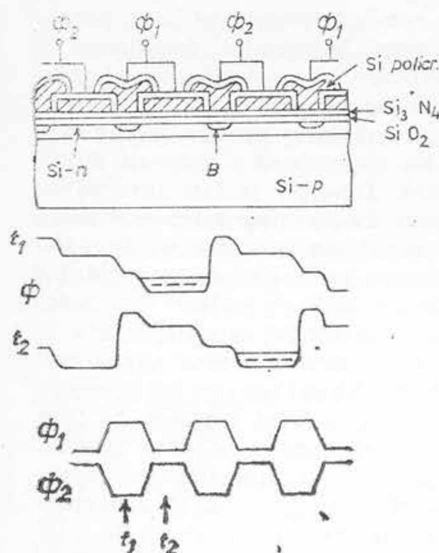


Fig. 6.51. — Registrul DCS cu canal ascuns care funcționează cu două faze ale procesului de tact.

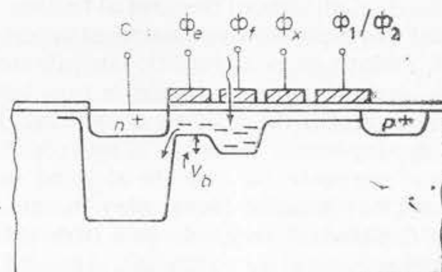


Fig. 6.54. — Funcționarea antidispersie.

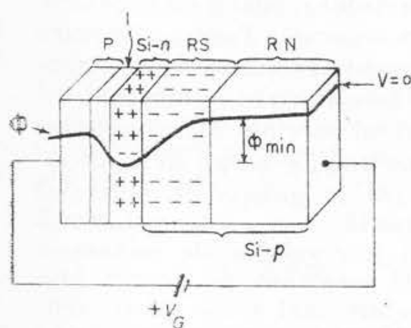
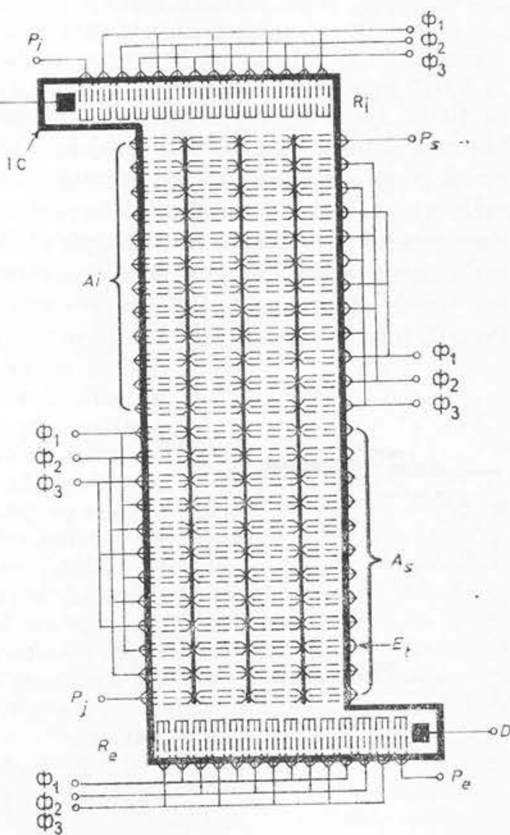


Fig. 6.52. — Formarea minimului de potențial, Φ_{min}, în DCS cu canal ascuns: P — electrodul poartă, I — izolator, RS — regiunea de sărăcire, RN — regiunea neutră.



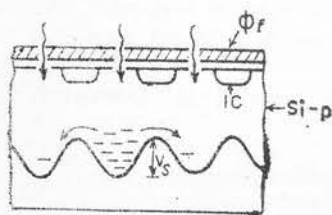


Fig. 6.53. — Cînd groapa de potențial se saturează, electronii se „varsă" în gropile adiacente.

Fig. 6.55. — Rețea de imagine bidimensională: P_i — poartă de intrare, P_e — poartă de ieșire, D_i — dioda de intrare, D_e — dioda de ieșire, A_i — aria de imagine, A_s — aria de stocare, P_s — poarta de sus, P_j — poarta de jos, E_t — electrozi de transfer, IC — canal de izolare.

țial de dedesubtul fiecărei al treilea electrod, care este menținut la un potențial corespunzător. Distribuția sarcinii corespunde imaginii focalizate pe suprafața dispozitivului. Gropile de potențial care au o cantitate mai mare de sarcină reprezintă ariile mai luminate ale figurii proiectate. În timpul intervalului de reluare a ciclului de tact pe verticală, sarcina acumulată este deplasată rapid și la unison în jumătatea superioară a dispozitivului, care servește ca arie de stocare intermediară. Imediat se reia integrarea unei noi imagini (secvențe) în aria de imagine. Între timp sarcina stocată se deplasează în jos de pe o linie pe alta, de pe ultima linie trecînd în registrul orizontal de extracție. Această deplasare are loc în timpul intervalului de reluare a ciclului de baleiaj orizontal. Fiecare linie de pulsuri (buchete) de sarcină transferată în registrul de extracție orizontal este deplasată în aceasta către dioda de ieșire unde semnalul video este convertit din forma în paralel în forma în serie. Procesul se repetă pînă cînd este golită întreaga arie stocată. În următorul interval de reluare a ciclului vertical de tact următoarea imagine este transferată în aria de stocare și ciclul se repetă. Rețeaua reprezentată în figura 6.55 poate funcționa și iluminîndu-se întregul registru. S-au realizat camere de televiziune cu corp solid de dimensiuni mai mari ca cea prezentată mai sus. De exemplu [54] o cameră de televiziune care funcționează în același mod cu cel descris aici, cu aria de $12{,}825 \times \times 9{,}672$ mm² care conține 525 linii cu 476 elemente pe linie, a fost realizată de firma Bell. S-au realizat, de asemenea, de către firma Fairchild rețele bidimensionale în care fotocelulele sînt separate de registre, acestea din urmă fiind ecranate față de lumină [55]. Avantajul rețelelor cu registrele neiluminate este că se elimină aria de stocare separată. Totuși, structura elementelor rețelei este mai complexă. Un element al rețelei este reprezentat în figura 6.56. În figura 6.56 *a* se reprezintă integrarea imaginii și baleiajul iar în figura 6.56 *b* se reprezintă transferul sarcinii către registru. Poarta foto transparentă se iluminează și electronii generați în semiconductor se acumulează în groapa de potențial de sub această poartă care este polarizată pozitiv. În timpul intervalului de reluare a tactului pe verticală tensiunea pe poarta foto se aduce la o valoare mai mică decît tensiunea pe poarta adiacentă a registrului, astfel că sarcina este transferată în registru. Porțile de baleiaj se proiectează astfel ca bariera formată să împiedice trecerea înapoi în sensor a sarcinii în timpul baleiajului registrului. De fapt, elementele rețelei XY sînt asemănătoare ca structură cu elementele rețelei liniare.

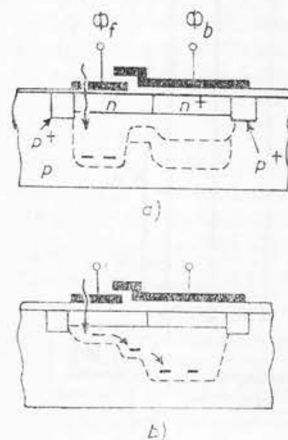


Fig. 6.56. — Sensorul de imagine în timpul integrării (*a*) și transferului de sarcină (*b*): Φ_f — poarta foto, Φ_b — poarta de tact.

Se definesc următoarele mărimi caracteristice:

1. Responsivitatea cipului la frecvență spațială zero

$$R_c = \frac{I_s}{H},$$

unde I_s este valoarea maximă a curentului care iese din sensor și H intensitatea luminii care cade pe sensor, măsurată în W/m².

2. Responsivitatea sistemului la frecvență spațială zero

$$R_s = \frac{I_s}{N},$$

unde N este intensitatea radiației pe unitatea de arie și pe steradian (W/m²· · st). Se definește această mărime deoarece în practică pentru focalizarea luminii care cade pe sensor se folosește o lentilă. Între N și H există relația

$$H = NT\pi/4F^2,$$

unde T este transmisia lentilei și F — raportul dintre distanța focală și apertura absolută a lentilei.

3. Răspunsul sistemului la frecvență spațială diferită de zero. Este egal cu răspunsul sistemului la frecvență spațială zero multiplicat cu funcția de modelare de transfer (FMT) a cipului și a lentilei. Funcția de modulare de transfer este compusă din trei factori care iau în considerare: (a) pierderea în răspunsul la frecvență datorită geometriei celulei de integrare; (b) pierderea în răspunsul la frecvență datorită ineficienței transferului: (c) pierderea în răspunsul la frecvență datorită difuziei sarcinii între momentul absorbției fotonilor și cel al colectării fotoelectronilor.

4. Răspunsul fotoelementului (R_e). Este determinat de eficiența cu care sînt absorbiți fotonii și cu care sînt colectați fotoelectronii. Micșorarea R_e se datorează în principal la următoarele patru mecanisme. (a) reflexia luminii la interfețele din fața suprafeței siliciului; (b) absorbția luminii în straturile de deasupra siliciului; (c) recombinarea purtătorilor la interfața $Si\text{-}SiO_2$ după ce a avut loc generarea; (d) absorbția luminii la distanță mare de gropile de potențial unde se colectează electronii.

6.14. Sensori cu dispozitive cu injecție de sarcină

Dispozitivul cu injecție de sarcină (DIS) este o structură MOS în care se realizează gropi de potențial prin aplicarea unei tensiuni externe pe o rețea de electrozi poartă [56]. Fotonii absorbiți genereazǎ perechi electron-gol și purtătorii minoritari sînt colectați în gropile de potențial (fig. 6.57). Procesul de integrare a imaginii în DIS este același ca în DCS. Pentru extracția semnalului video sarcina stocată în groapa de potențial este injectată în volum la sfîrșitul perioadei de integrare, prin îndepărtarea tensiunii de pe poartă (fig. 6.58). Acești purtători minoritari recombină la contactul cu substratul determinînd curgerea unui curent electric în circuitul exterior. Cînd se aplică pe poartă pulsul de tensiune se creează o regiune de deflexie (sărăcire) și purtătorii majoritari, în cazul de față electronii, se deplasează în substrat. Datorită cuplajului capacitiv, curentul I_s care curge prin substrat are forma din figura 6.59. În timpul integrării imaginii purtătorii minoritari (golurile în acest caz) generați prin absorbția fotonilor vor fi colectați și stocați în gropile de potențial de la suprafață (fig. 6.57) în timp ce electronii generați de fotoni se vor deplasa prin substrat dînd curentul reprezentat de aria hașurată din regiunea unde curentul are semn negativ (fig. 6.59). La sfîrșitul perioadei de integrare injecția sarcinii stocate va determina creșterea înălțimii pulsului pozitiv așa cum

se observă în al doilea puls pozitiv din figura 6.59. Integrarea acestor unde de curent dă semnalul net, care este proporțional cu sarcina video injectată. Tensiunea netă este apoi eșantionată. Pentru rețeaua DIS bidimensională sînt necesari doi electrozi metalici, separați, pe celula unitate în scopul baleierii elementelor rețelei în direcțiile x și y. Funcționarea rețelei bidimen-

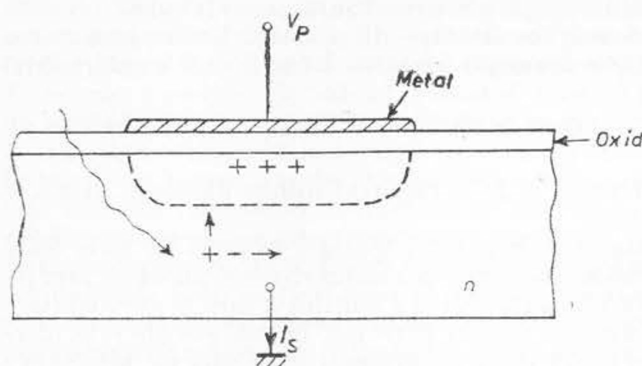


Fig. 6.57. — Integrarea imaginii în dispozitivul cu injecție de sarcină.

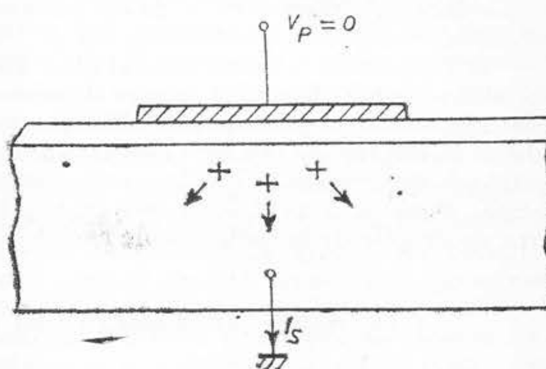


Fig. 6.58. — Injecția în substrat a sarcinii colectate la suprafață, prin îndreptarea gropii de potențial.

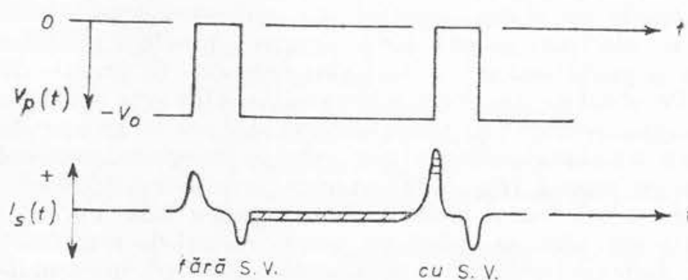


Fig. 6.59. — Curentul de ieșire în timpul integrării și injecției. Aria hașurată. din regiunea negativă a curentului = aria hașurată din regiunea pozitivă = semnalul video.

sionale este reprezentată în figura 6.60. Fiecare element al sensorului are doi electrozi separați, corespunzînd la doi capacitori de stocare. Unul din electrozi este conectat la linia de acces orizontală iar celălalt la cea verticală. Stocarea de sarcină în groapa de potențial este reprezentată în figura 6.60 *a*.

În figura 6.60 *b* este reprezentat transferul de sarcină în groapa de potențial adiacentă, cînd tensiunea pe electrodul sub care a fost stocată sarcina este redusă la valoarea zero. Cînd este redusă la valoarea zero tensiunea pe ambii electrozi, are loc injecția sarcinii (fig. 6.60 *c*). Extracția semnalului din rețeaua bidimensională DIS se poate face în două moduri: (a) prin

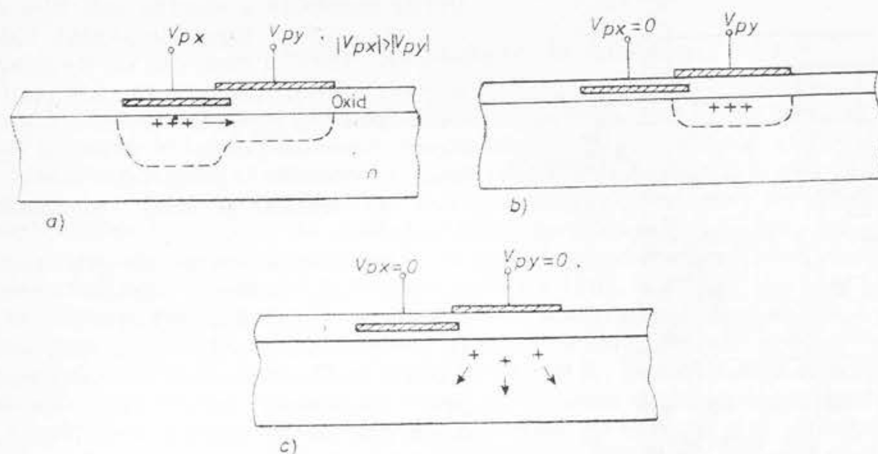


Fig. 6.60. — Celula de bază a unei rețele bidimensionale DIS: *a* — stocarea sarcinii; *b* — transferul sarcinii, *c* — injecția sarcinii.

injecția succesivă (serie) și (b) prin injecția în paralel. În citirea serie, sarcina stocată se injectează în substrat și se detectează curentul de deplasare rezultat. În figura 6.61*a* este reprezentată o rețea 4 × 4. Fiecare celulă unitate constă din doi capacitori MOS așa cum am reprezentat în figura 6.60, cu regiunile de inversie de la suprafață cuplate astfel că sarcina poate fi ușor transferată între cele două regiuni de stocare [57]. Pe electrozii conectați la linii se aplică o tensiune mai mare decît pe electrozii conectați la

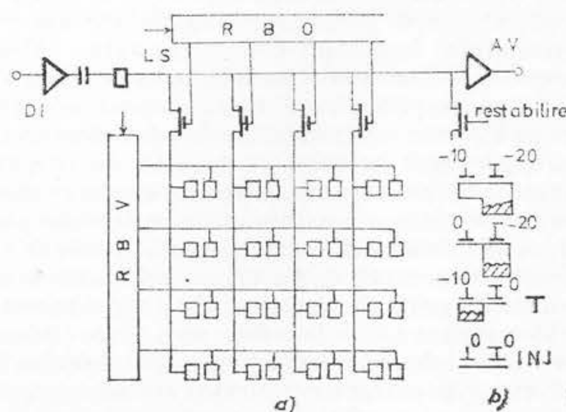


Fig. 6.61 — Diagrama unei rețele 4 × 4 (*a*); potențialul de suprafață și localizarea sarcinii (*b*); RBV — registru de baleiaj vertical, RBO-registru de baleiaj orizontal, DI — dispozitiv de injecție, LS — linia de semnal.

coloane, astfel că sarcina acumulată în sensor se stochează sub electrozii conectați la linii. În figura 6.61 *b* se reprezintă potențialul de suprafață al siliciului și localizarea sarcinii în diverse condiții de tensiune aplicată. O linie se selectează pentru extracție aducînd tensiunea ei la zero prin inter-

mediul registrului de baleiaj vertical. Sarcina (stocată) din toate celulele acestei linii este transferată în capacitorii conectați la coloană, corespunzînd condiției notată cu T în figura 6.61 *b*. Apoi, aducînd succesiv la valoarea zero tensiunea pe fiecare coloană cu ajutorul registrului de baleiaj orizontal și liniei de semnal, sarcina se injectează în substrat. Sarcina din liniile neselectate rămîne sub electrozii conectați la linii. Semnalul video este conținut în curentul de deplasare a purtătorilor majoritari care curge ca răspuns la injecția sarcinii stocate. Acest semnal poate fi detectat oriunde în circuitul alcătuit din substrat, linia de semnal și linia considerată a rețelei.

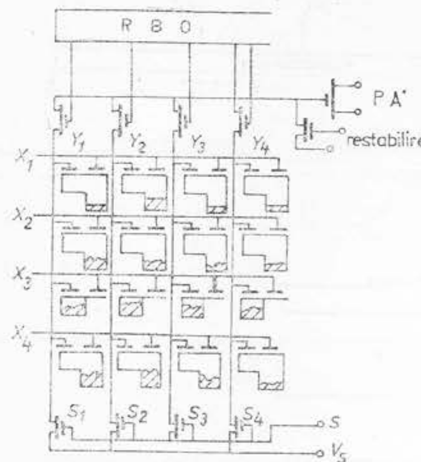


Fig. 6.62. — Diagrama unei rețele 4 × 4 cu injecție în paralel; PA — preamplificator.

În tehnica extracției prin injecție paralelă, detecția sarcini semnalului este separată de injecția acesteia. În timpul baleiajului unei linii semnalul din fiecare celulă se detectează prin transferul intercelulă, iar în intervalul de revenire a circuitului de baleiaj se injectează sarcina din toată linia selectată. Schema unei rețele 4 × 4 cu injecția paralel este reprezentată în figura 6.62. Se reprezintă, de asemenea potențialul de suprafață al siliciului și localizarea sarcinii. Tensiunile aplicate pe electrozii de linie sînt mai mari decît cele aplicate pe electrozii de coloană. La începutul procesului de tact al unei linii, toate liniile au tensiune aplicată pe ele iar coloanele sînt reduse la tensiunea de referință V_s prin intermediul comutatoarelor $S_1 - S_4$. Se îndepărtează tensiunea de pe linia selectată pentru extracție (linia X_3 în figura 6.62) ceea ce determină transferul de sarcină din toate celulele acestei linii sub electrozii conectați la coloane. În acest caz tensiunea pe fiecare coloană variază cu o valoare egală cu sarcina semnalului împărțită prin capacitatea coloanei. Registrul de baleiaj orizontal baleiază toate tensiunile de pe coloană și semnalul video este transferat preamplificatorului PA, care este construit pe cip. Tensiunea de intrare pe PA este readusă la nivelul de referință înaintea începerii fiecărui ciclu al registrului de baleiaj orizontal. La sfîrșitul baleiajului fiecărei coloane toată sarcina din linia selectată poate fi injectată simultan prin aducerea la zero a tuturor tensiunilor de pe coloană prin intermediul comutatoarelor $S_1 - S_4$. Pe de altă parte, injecția poate fi omisă și să se aplice din nou tensiune pe linii după citire, ceea ce va determina întoarcerea sarcinii video înapoi sub electrozii de linie. Aceasta înseamnă reținerea sarcinii video și deci avem de-a face cu o citire (extracție) nedestructivă. Spre deosebire de tehnica injecției succesive, tehnica injecției paralele permite viteză mare de extracție (citire) și s-a adoptat pentru camerele de televiziune. Ea oferă și posibilitatea extracției nedestructive. S-au realizat camere TV cu 244 linii și 248 elemente de imagine pe linie. Pentru funcționarea în televiziune timpul de tact al unei linii este de 63 μs (rata de 50 MHz pe element) iar rata de baleiaj vertical este de 60 transferări de cadre (imagine) pe secundă. În rețelele cu injecție paralel extracția semnalului se face prin

măsurarea transferului de sarcină între doi capacitori de stocare aparținînd unui element din rețea. Transferul se poate realiza în paralel în toate elementele dintr-o linie. În legătură cu sensorii de imagine DIS s-au făcut studii detaliate asupra electrozilor conductori din oxizi metalici transparenți (oxizi de indiu și de staniu) [58, 59].

6.15. Sensori de imagine în infraroșu

În domeniul infraroșu pot fi folosiți sensorii din siliciu pînă la lungime de undă de 1 μm. Există un interes considerabil în obținerea sensorilor de imagine sensibili la lungimi de undă mai mari. Sensorii de imagine din domeniul 2—3 μm au aplicații în tehnica militară (rachete) iar dispozitivele sensibile la lungimi de undă mai mari de 4,5 μm pot realiza imaginea unei scene aflată la 300 K datorită radiației proprii a acesteia și au aplicații în industrie, medicină și tehnica militară [60]. O dificultate care apare la folosirea sensorilor termici este prezența unei radiații de fond de intensitate mare. O primă cerință a unui detector de imagine este să recunoască un obiect la 300, 1K pe un fond uniform de 300 K. În acest caz ,,semnalul'' este diferența dintre numărul de fotoni care sosesc de la obiectul mai cald și numărul de fotoni care sosesc de la fondul pe care se află obiectul, în același unghi solid. Acest semnal poate fi mai mic decît un procent din fond și pentru detecția lui sensorul trebuie să înregistreze întregul fond. Neuniformitățile fondului dau un semnal de zgomot care se suprapune peste semnalul cercetat. O altă cerință este ca detectorul să fie uniform, cerință care nu este stringentă pentru detectorii din vizibil deoarece în mod obișnuit există contrast mare în lumina vizibilă reflectată de o scenă. Din fericire, lipsa unei eficiențe cuantice mari poate fi suplinită prin mărirea ariei rețelei de sensori. Există mai multe tipuri de sensori în infraroșu cu circuite cuplate :

1) DCS sau DIS se realizează pe materialul detector (InAs, InSb sau HgCdTe) [61].

2) DCS se realizează pe siliciu iar detectorii de infraroșu care se fixează pe plăcuța de siliciu sînt separați de DCS. Ca detectori se folosesc diode Schottky și heterojoncțiuni.

3) Siliciul, extrinsec, se folosește și ca detector. În acest ultim caz este necesară răcirea dispozitivului în timpul funcționării pentru ca purtătorii de sarcină să se afle localizați pe nivele. Vom descrie în acest paragraf o rețea de imagine în infraroșu cu DCS, folosind ca detector dioda Schottky. Ca diodă Schottky s-a folosit paladiu depus pe siliciu de tip *p*. Răspunsul spectral se întinde în domeniul 0,8—3 μm. Paladiul este unul din puținele metale care reacționează chimic cu siliciul, formînd o siliciură, care are proprietăți metalice. Bariera Schottky se formează între substratul de siliciu și stratul de siliciură de paladiu care se formează sub suprafața siliciului original. Avantajul acestei reacții este că oxizii de la suprafață și alte contaminări ale suprafeței nu infuențează bariera Schottky cum se întîmplă în cazul cînd barierea s-ar realiza între siliciu și un metal care nu reacționează cu acesta. Alt avantaj este că paladiul în exces poate fi îndepărtat prin gravare și contactul pe dispozitiv se poate face cu un metal convențional cum ar fi aluminiu. Structura sensorului este reprezentată în figura 6.63 unde s-au utilizat următoarele notații : PS-poarta de încărcare cu sarcină ; BS-bariera Schottky ; PT-poarta de transfer ;

PDCS-poarta DCS; LS-linia de sarcină; DS-regiunea difuzată, de încărcare; DT-regiunea, difuzată, de transfer; SO-semnal optic; SP-sarcină plutitoare; SF-sarcină de fond. Poarta de transfer (PT) se suprapune peste regiunile difuzate de transfer (DT) şi le cuplează pe acestea, individual, la porţile cu faza 1 (ale DCS) care, din acest motiv, sînt mai mari decît

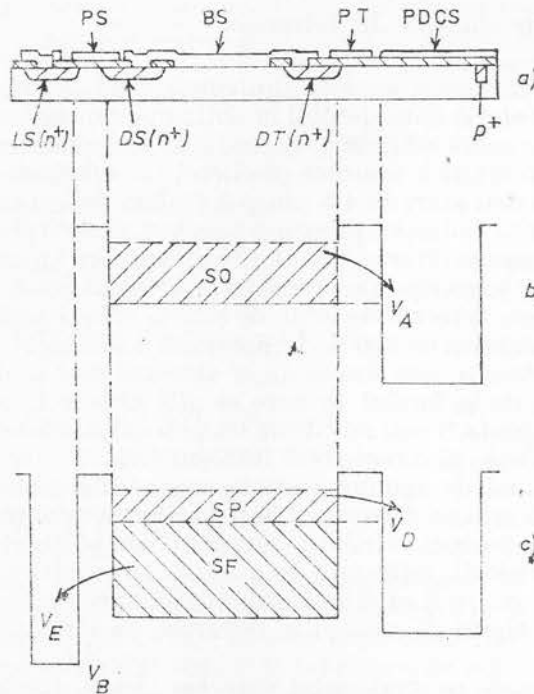


Fig. 6.63. — Sensor de infraroşu cu DCS: *a* — vedere în secţiunea; *b* — profilul potenţialului în cazul funcţionării în modul Vidicon; *c* — profilul potenţialului în cazul funcţionării în modul de imagine termică.

celelalte porţi ale registrului de deplasare DCS (registrul de deplasare funcţionează cu trei faze). Poarta de încărcare (PS) din stînga se suprapune peste regiunile de încărcare difuzate (DS) şi le poate cupla pe toate odată la linia de sarcină (LS) difuzată. Pentru delimitarea canalelor în registrul de deplasare se folosesc regiuni difuzate, p^+. Dispozitivul poate funcţiona în două moduri: (1) modul vidicon; (2) modul de extracţie a fondului. Cînd funcţionează în modul vidicon nu este necesar ca dispozitivul să aibă poarta de încărcare şi regiunea de încărcare difuzată. Dacă structura posedă aceste elemente poarta de încărcare se polarizează negativ şi nu se include în vreun circuit de lucru. Baleiajul tensiunii pe porţile registrului de deplasare se face în trei faze. La un moment dat din ciclu cînd porţile registrului cu faza 1 sînt în stare de conducţie iar porţile corespunzătoare celorlalte faze sînt blocate se aplică un puls pozitiv pe poartă de transfer, astfel ca potenţialul de sub ea să capete valoarea V_A (fig. 6.63 *b*). Potenţialul regiunii de transfer (difuzate) se va stabili la valoarea V_A. Toată sarcina în exces se va deplasa prin canalul porţii de transfer în groapa de potenţial mai adîncă a DCS. La sfîrşitul pulsului de tensiune de transfer, registrul de deplasare baleiază pulsurile de sarcină. În ciclul următor şi în fiecare din ciclurile succesive, se aplică pulsul de transfer, detectorii sînt readuşi la acelaşi potenţial V_A şi sarcinile îndepărtate sînt stocate în gropile de

potențial cu faza 1 ale DCS. Aceste sarcini acumulate în detectori în timpul de integrare dau semnalul video cînd sînt extrase. Sensorul de imagine desemnat să funcționeze în acest mod trebuie proiectat astfel încît capacitatea de stocare a detectorului să fie aproximativ aceeași cu a gropii de potențial a registrului de deplasare (DCS). În cazul funcționării în modul vidicon atît semnalul de la detector cît și curentul de întuneric trec prin registrul de deplasare. De aceea acest mod de funcționare se utilizează în cazul imaginilor cu contrast puternic. În cazul imaginilor termice, cu contrast de numai cîteva procente trebuie să se utilizeze mai eficient regimul dinamic al registrului de deplasare avînd în vedere că numai o mică fracțiune din sarcină conține semnalul (partea modulată a sarcinii) și acesta este transferată de către DCS iar sarcina de fond care este constantă, în cantitate mare și nu conține informație, este îndepărtată prin intermediul unei drene auxiliare. Aceasta se poate realiza cu ajutorul unei linii de încărcare (LS) și a unei porți de încărcare (PS) arătate în figura 6.63. Pe linia de încărcare se aplică un potențial mare, V_B (fig. 6.63 *c*), care acționează ca o drenă auxiliară pentru sarcina, constantă, de fond. Se aplică un puls de baleiaj pe poarta de sarcină, aducînd potențialul de suprafață de sub aceasta la valoarea V_E. Aceasta, la rîndul său, aduce porțile barierei Schottky, regiunii de încărcare difuzate și regiunii de transfer difuzate la tensiunei V_E, deoarece toți electronii în exces stocați în acești conductori se vor revărsa prin canalul de sub poarta de încărcare în linia de încărcare și vor pătrunde din nou în substrat. Prin urmare, nivelul inițial al barierei Schottky este determinat de către amplitudinea pulsului de pe poarta de încărcare și nu de amplitudinea pulsului de pe poarta de transfer ca în modul de funcționare vidicon. La sfîrșitul perioadei de integrare (a imaginii) se aplică un puls de amplitudine mică pe poarta de transfer și potențialul de suprafață al acesteia capătă valoarea V_D (fig. 6.63 *c*). Deci numai sarcina de deasupra V_D va fi drenată în groapă de potențial a DCS și extrasă. V_D se fixează în prealabil la o asemenea valoare încît să fie extrasă toată sarcina care conține informație și numai o mică cantitate din sarcina constantă de fond. La scurt timp după extragerea sarcinii de semnal este îndepărtată sarcina de fond prin aplicarea pulsului pe poarta de sarcină și a unei tensiuni V_E pe bariera Schottky. Se presupune că prin întreruperea iluminării detectorului, acesta se descarcă sub valoarea V_D; V_E se reglează astfel ca să poată fi îndeplinită această condiție. La sfîrșitul pulsului de tensiune de tact (transfer) sarcinile se deplasează de-a lungul registrului DCS și este extras semnalul video. Pentru ca răspunsul rețelei de sensori să fie uniform este necesar ca detectorii să fie uniformi (să aibă aceleași caracteristici) și curentul de întuneric să fie cît mai mic. Un curent mare de întuneric umple gropile de potențial ale registrului DCS ceea ce duce la „pierderea” semnalului video. Curentul de întuneric în detectorii cu diodă Schottky se datorează emisiei termoelectronice a electronilor din metal în semiconductor peste barieră. El este dat de expresia (vezi capitolul 4)

$$j = AT^2\exp(-qV_b/kT),$$

unde $A = 100\mathrm{A/cm^2} \cdot K^2$ și înălțimea V_b a barierei siliciurii de paladiu-siliciu are valoarea 0,35V la 77K. Densitatea de curent are valoarea $7{,}7 \cdot 10^{-8}$ A/cm² la 77K și 11,9A/cm² la 300 K. Să comparăm această valoare a curentului cu capacitatea de stocare a DCS. Aria porții barierei

Schottky este 2,8 · 10^{-8}cm^2 iar a porţii DCS este 1,56 · 10^{-5}cm^2. Capacitatea porţii DCS este 0,25 · 10^{-12}F. Pentru a modifica cu 1V potenţialul sub această poartă este necesară o sarcină de 0,25 · 10^{-12}C. Dacă timpul de deplasare a cadrului (unei imagini) este (1/30) s atunci, curentul de întuneric al barierei Schottky necesar pentru a da această cantitate de sarcină este 7,5 · 10^{-12}A, ceea ce corespunde unei densităţi a curentului barierei Schottky de 2,7 · 10^{-7} A/cm^2. Dacă se ia 1V valoarea maximă tolerabilă a semnalului de întuneric la interfaţa DCS, atunci valoarea maximă tolerabilă a curentului de întuneric al diodei Schottky este 3 μA/cm^2. Avînd în vedere că la 300K valoarea curentului de întuneric al diodei Schottky este mult mai mare, dispozitivul descris nu poate funcţiona la temperatura camerei. Însă, poate funcţiona la 77K unde valoarea curentului de întuneric este cu zece ordine de mărime mai mică decît valoarea maximă tolerabilă.

BIBLIOGRAFIE

1. R. W. Ahros, *Memory protecting circuits*, U. S. Patent 3562 555, Feb. 9, 1971.
2. D. Kahng, S. M. Sze, Bell Syst. Tech. J., **46**, 1288 (1967).
3. R. B. Laibovitz, P. J. Stiles, Appl, Phys. Lett., **18**, 267 (1971) ; A. Adam., I. Zolomy, Phys. Stat. sol. (a), 57, 113 (1980)
4. D. Frohman-Bentchkovsky, Solid State Electron., **17**, 517 (1974).
5. E. H. Nicollian, A. Goetzberger., C. N. Berglund, Appl. Phys. Lett., **15**, 174 (1969).
6. B. Agusta, J. J. Chang, U. S. Patent 3797 000, Mar., 12, 1974.
7. Y. Tarni, Y. Hayashi, K. Nagoi, IEEE J. Solid State Circuits, **SC-7**, 369 (1972).
8. Y. Tarni, Y. Hayashi, K. Nagoi, Proc. 5 th Conf. Solid State Devices, Tokyo, 1973, p. 348.
9. B. Agusta, J. J. Chang, N. A. Patrin, IBM Tech. Disclosure Bull., **15**, 2821 (1973).
10. J. Chang, Proc. IEEE, **64**, 1039 (1976).
11. D. Kahng, W. J. Sundburg, D. M. Bourin, J. R. Licenza, Bell Syst. Tech. J., **53**, 1741 (1974).
12. H. C. Card., Electronics Letters, **14**, 674 (1975) ; Solid State Electron., **17**, 501 (1974).
13. E. C. Ross, J. T. Wallmark, R. C. A. Rev., **30**, 367 (1969).
14. G. Dorda, M. Pulver, Phys. Stat. Sol., **(a) 1**, 71 (1970).
15. N. Gordon, W. C. Johnson, IEE Trans. Electron Devices, **ED-20**, 253 (1973).
16. I. Lundström, C. Svensson, J. Appl. Phys., **43**, 5045 (1972).
17. T. N. Ning, H. N. Yu, J. Appl. Phys., **45**, 5373 (1974).
18. Y. Uchida, N. Endo, S. Saito, M. Konaka, I. Nojima, Y. Nishi, K. Tamara, ISSSCC Digest of Tech. Papers, 108 (1975).
19. B. H. Yun, Appl. Phys. Lett., **23**, 152 (1973) ; 25, 340 (1974).
20. P. C. Arnett, B. H. Yun, Appl. Phys. Lett., **26**, 94 (1975).
21. P. J. Krick, IEEE Trans. Electron Dewices. **ED-22**, 62 (1975).
22. P. Balk F. Stephany, J. Electrochem. Soc., **118**, 1634 (1971).
23. F. A. Sewell, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-20**, 563 (1973).
24. T. E. Luke, J. Appl. Phys., **45**, 1610 (1974) ; M. Okuyama, K. Yokoyama, Y. Hamakawa, Jap. J. Appl. Phys, 18, 1111 (1979)
25. P. J. Krick, IBM Tech. Disclosure Bull., **16**, 1723 (1973).
26. L. J. M. Daguerre, *The Daguerrotype*, The Literary Gazette and Jour of the Belles Letters, **1147**, 28 (1839).
27. W. N. F. Talbot, *Photogenic Drawing*, The Atheneum, *589*, 114 (1839).
28. A. Rott, *A new reversal principle. Reversal transference by diffusion* ; Sci. and Ind. Phot., **13**, 151 (1942).
29. E. H. Land, A New One-Step Photographic Process, J. Opt. Soc. Amer., **37**, 61 (1947).
30. J. J. Robillard, Phot, Sci. and Engs., **8**, 18 (1964).
31. A. B. Cohen, 2-nd Symp. on Unconvent. Phot. Systems, Soc. Phot. Sci. and Engs., p. 122, 1967.
32. R. B. Comizzoli, G. S. Lozier, D. A. Ross, Proc. IEEE, **60**, 348 (1972).
33. H. Kallman, B. Rosenberg, Phys. Rev. **97**, 1596 (1955).
34. V. Tulagin, J. Opt. Soc. Amer., **59**, 328 (1969).
35. P. Selenyi, Wireless Eng., **15**, 303 (1938).

36. J. Mort, I. Chen, *Physics of Xerographic photoreceptors*, in Applied Solid State Science, vol. 5, 1975, p. 69.
37. M. E. Scharfe, F. W. Schmidlin, *Charged Pigment Xerography*, in *Advances in Electronics and Electron Physics*, Academic Press, vol. 38, 1975, p. 83.
38. M. D. Tabak, P. J. Worter, Jr., Phys. Rev., **173**, 899 (1968).
39. I. Chen, J. Mort, J. Appl. Phys, **43**, 1164 (1972) ; **43**, 2285 (1972).
40. P. K. Weimer, S. V. Forgue, R. H. Goodrich, Electronics, **23**, 70 (1950).
41. M. H. Crowell et al, Bell Syst. Tech. J., **46**, 491 (1967).
42. G. P. Weckler, IEEE J. Solid-State Circuits, **2**, 65 (1967).
43. F. L. J. Sangster, KK. Teer, IEEE Solid-State Circuits, **4**, 131 (1969).
44. W. S. Bayle, G.E. Smith, Bell Syst. Tech. J., **49**, 587 (1970).
45. J. Mort, I. Chen, R. L. Emerald, J. H. Sharp, J. Appl. Phys., **43**, 2285 (1972).
46. D. F. Barbe, Proc. IEEE, **63**, 38 (1975).
47. M. G. Collet, L. J. M. Esser, Advan. Solid State Phys., **13**, 337 (1973).
48. J. E. Carnes, W. F. Kasonocky, Appl. Phys. Lett., **20**, 261 (1972).
49. J. E. Carnes, W. F. Kosonocky, Solid-State Technol., **17**, 67 (1974).
50. M. H. White, D. R. Lampe, F. C. Blaha, I. A. Mack, IEEE Trans. Solid-State Circuits, **SC-9**, 1 (1974) ; R. M. Barsan, IEEE Trans. on Electron Devices, **ED-26**, 123 (1979).
51. M. F. Tompsett, G. F. Amelio, G. E. Smith, Appl, Phys. Lett., **17**, 111 (1970).
52. D. D. Wen, C. Kim, F. G. Amelio, Solid-State Technology, **19**, 83 (1976).
53. W. J. Bertram, Jr., D. A. Sealer, C. H. Sequin, M. F. Tompsett, R. R. Buckley, IEEE Intercon. Dig., 292 (1972).
54. C. H. Sequin., E. J. Zimany, Jr., M. F. Topmpsett, E. N. Fuls, **ED-23**, 183 (1976).
55. L. Walsh, R. H. Dick, CCD Appl., Conf. Proc., San Diego, Calif., **TD-274** (1973).
56. T. Okoshi, Proc IEEE, 68, 548 (1980).
57. H. K. Burke, G. J. Michon, **ED-23**, 189 (1976).
58. D. M. Brown, M. Ghezzo, M. Grofinckel, **ED-23**, 196 (1976).
59. M. J. Michon, H. K. Burke, D. M. Brown, in *Proc. Symp. Charge Coupled Device Technology for Scientific Imaging Applications*, 1975, p. 106.
60. * * * Proc. IEEE, **63**, 1–208, Jan. (1975).
61. A. J. Steckl, R. D. Nelson, B. T. French, R. A. Gudmunse, D. Schechton, Proc. IEEE, **63**, (1975).

Capitolul 7

CIRCUITE INTEGRATE

Un circuit integrat este o rețea de elemente de circuit active și pasive, interconectate, care constituie un circuit electronic complet realizat pe o bucată mică de material suport, numită cip. Suprafața unui cip este în mod obișnuit de 1,55 mm^2 iar grosimea sa este de 0,2 mm. Elementele de circuit sînt rezistențe, capacități, diode, tranzistori și rețele *RC* cu constante distribuite. Densitatea de elemente într-un circuit integrat este determinată de dimensiunile elementelor individuale și de puterea electrică necesară să se obțină de la circuit. Componentele circuitelor integrate bipolare ocupă în medie o suprafață de 0,012 mm^2 iar cele ale circuitelor integrate MOS ocupă o suprafață de aproximativ 0,002 mm^2. De exemplu, un cip cu circuit integrat MOS cu aria de 5 mm^2 conține peste 5 000 elemente MOS de circuit. Există trei clase de circuite integrate : (1) circuite monolitice, (2) circuite cu strate subțiri, (3) circuite hibride. Într-un circuit monolitic, elementele pasive și active sînt realizate pe același cip, de exemplu din siliciu, cu interconexiunile și terminalele din strate subțiri. În circuitele cu strate subțiri, elementele pasive și active, precum și interconexiunile sînt sub formă de strate subțiri. Circuitele hibride se realizează prin combinarea circuitelor integrate de mai sus sau a unui circuit integrat cu elemente discrete, unele elemente pasive realizîndu-se prin tehnologia stratelor subțiri sau stratelor groase.

7.1. Tehnici utilizate în fabricarea circuitelor integrate

Tehnologia circuitelor integrate se realizează prin procedee care utilizează proprietățile mecanice, termice, chimice, electrice și optice ale materialelor. Tehnicile folosite în mod obișnuite sînt : difuzia atomilor de impurități, creșterea epitaxială, implantarea de ioni (pentru realizarea semiconductorilor extrinseci), evaporarea, fotolitografia și decaparea chimică. Se cunoaște că atît în realizarea dispozitivelor bipolare cît și a tranzistoarelor MOS este necesară obținerea de regiuni semiconductoare cu conducție de tip *n* și regiuni semiconductoare cu conducție de tip *p*. Realizarea selectivă a acestor regiuni se poate face prin difuzie, implantare de ioni și creștere epitaxială. Difuzia termică a atomilor de impurități în semiconductoare se poate face din sursă infinită, cînd concentrația C_s, a atomilor de impurități la suprafața semiconductorului este constantă pe toată perioada procesului de difuzie, și din sursă finită (limitată). În primul caz, distribu-

ţia impurităţilor în semiconductor este descrisă de funcţia complementară a erorilor

$$C(x,\ t) = C_s \ \text{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right),$$

$$\text{erfc}\ (y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_y^{\infty} e^{-z^2} dz.$$

Această distribuţie este reprezentată în figura 7.1 *a* pentru două perioade de difuzie, diferite. Cu creşterea timpului, atomii de impurităţi se extind în volum şi creşte numărul atomilor difuzaţi.

În al doilea caz distribuţia impurităţilor este de formă gaussiană

$$C(x,\ t) = C_s \ \exp \left(- \frac{x^2}{4Dt} \right)$$

$$C_s = \frac{C_t}{\sqrt{\pi D t}},$$

unde C_t este cantitatea totală de impurităţi. O asemenea distribuţie este reprezentată în figura 7.1 *b*. Cu creşterea timpului de difuzie impurităţile înaintează în volum, însă deoarece canitatea totală de atomi de impuri-

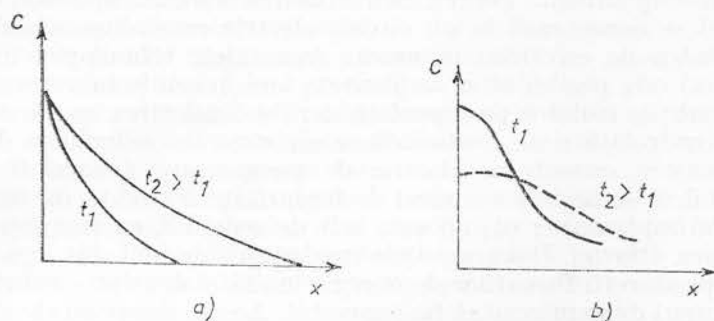


Fig. 7.1. — Distribuţia spaţială a impurităţilor difuzate în semiconductor din sursă infinită (*a*) şi sursă limitată (*b*).

rităţi este constantă, concentraţia acestora la suprafaţă scade. În ambele cazuri concentraţia impurităţilor difuzate depinde de poziţia sursei, de temperatură şi de timpul cît are loc procesul de difuzie. La temperatura camerei profilul impurităţilor difuzate practic nu se mai modifică. Difuziile se fac în domeniul de temperatură 600—1 200°C. De multe ori este nevoie să se realizeze pe aceeaşi plăcuţă mai multe regiuni alternative de tip *n* şi de tip *p*. În asemenea cazuri trebuie să se facă mai multe difuzii succesive. De exemplu, pornind de la un strat iniţial de tip *n* realizat prin difuzie, trebuie difuzate impurităţi acceptoare pentru a obţine o regiune de tip *p* la suprafaţă. La suprafaţă, concentraţia impurităţilor acceptoare trebuie să fie mai mare decît a celor donoare, pentru compensarea acestora şi

schimbarea tipului de conducție. Dacă dorim să realizăm acum în regiunea p o regiune de tip n trebuie să difuzăm impurități donoare a căror concentrație la suprafață trebuie să fie mai mare decît a impurităților acceptoare. Problema poate fi întrucîtva rezolvată mai ușor dacă difuzia impurităților acceptoare se face din sursă limitată. Impuritățile introduse modifică mobilitatea și timpul de viață a purtătorilor de sarcină, degradînd caracteristicile acestora. Pentru a evita dificultățile legate de difuziile succesive, stratul extrinsec inițial se face fie prin creștere (tragere) din topitură, în care substanța semiconductoare este impurificată, fie prin creștere epitaxială. Epitaxia este procesul de formare a unui cristal pe un alt cristal care joacă rol de suport; periodicitatea cristalină a cristalului depus continuă periodicitatea cristalină a substratului. Substanța care se depune epitaxial se poate găsi în stare lichidă sau gazoasă. Cea mai importantă este epitaxia din stare gazoasă. Impuritățile se introduc în atmosfera gazoasă în concentrația dorită. Totuși, este dificil să se crească cristale epitaxiale pe porțiuni selectate ale substratului cristalin.

Implantarea de ioni constă în implantarea directă în volumul semiconductorului a atomilor de impurități. În practică, fascicolul de ioni de energie mare (ionii sînt accelerați la o diferență de potențial de 100 kV) cade pe suprafața semiconductorului, menținut la temperatura camerei, și ionii pătrund în volumul materialului. Profilul și adîncimea de pătrundere depind de proprietățile materialului și de energia particulelor. După implantare, cristalul se încălzește (la o temperatură mai mică decît temperatura folosită într-un proces de difuzie) pentru ca impuritățile introduse să se așeze în poziții adecvate și să se reducă numărul de defecte apărut în timpul implantării. Pentru neutralizarea sarcinii apărute în cristal, substratul se conectează la un circuit electric care alimentează cristalul cu cantitatea de electroni necesară. Avantajele tehnologiei implantării de ioni : (a) este posibil să se implanteze ioni în semiconductorul care are un strat subțire izolator pe suprafața sa; (b) localizarea ionilor implantați poate fi controlată ușor, realizîndu-se un strat de adîncimea dorită; (c) prin măsurarea curentului electric de compensare a sarcinii introduse este posibil să se regleze numărul de impurități introdus în timpul procesului de implantare; (d) nu este atît de sensibilă cu temperatura cum este tehnica difuziei. Dezavantajele implantării de ioni sînt legate de dificultatea producerii fluxurilor de energie înaltă și densitate suficientă pentru ca timpul de expunere să fie rezonabil. Aceste dezavantaje sînt esențiale și cele mai multe circuite integrate se prepară actualmente folosind tehnologia difuziei. Alt proces utilizat în fabricarea circuitelor integrate este depunerea de strate subțiri din material aflat în starea de vapori. În circuitele integrate cu strate subțiri toate elementele se realizează în acest fel, prin depunerea de strate subțiri de metale, semiconductoare și izolatoare. În circuitele integrate monolitice se depun sub formă de strate subțiri metalele pentru realizarea interconexiunilor între elemente de circuit precum și dielectricii pentru realizarea izolării între acestea. Depunerea de strate subțiri se poate face prin evaporare în vid (caz în care adesea apar în stratul subțire impurități ale materialului din care este confecționat evaporatorul), prin pulverizare în gaz inert (sputtering) etc. Un sistem de depunere prin pulverizare în gaz inert este reprezentat în figura 7.2. Unul din electrozi, catodul, este construit din materialul pe care dorim să-l depunem sub formă de strat subțire și în timpul depunerii se conectează la un potențial de 2—5 kV, negativ în raport cu anodul.

Pe anod se așază substratul pe care se face depunerea stratului subțire. Se face vid în incintă și prin intermediul unui robinet se introduce gazul inert (argon) pînă cînd se atinge o presiune de 0,02—0,05 torr sub clopot. Se aplică între electrozi o tensiune mare, atomii de argon se ionizează și ionii pozitivi sînt accelerați pînă la catod. Aceștia lovesc catodul, scot atomi din materialul catodic, care difuzează către anod prin spațiul dintre electrozi unde se depun pe substrat. Dacă în locul argonului se folosește oxigen, prin această metodă se pot depune strate de oxid; ionii de oxigen formează oxid cu materialul catodic (cu atomii care sînt extrași din acesta). Oxizii se mai pot depune prin această metodă și în alt fel. Catodul este realizat din oxidul respectiv și se folosește argonul drept gaz inert. Însă în acest ultim caz nu este posibil să se folosească descărcarea la tensiune continuă deoarece se colectează pe catod o sarcină pozitivă care respinge la un moment dat ionii de argon. Se folosește tensiune de radiofrecvență care permite catodului să se descarce în una din semialternanțe. Metoda de pulverizare în gaz inert reprezentată în figura 7.2 se numește metoda diodei. Există o metodă mai rafinată, în care substratul nu se găsește în direcția fluxului principal de descărcare. Aceasta este metoda tetrodei. Principiul de funcționare este asemănător cu cel descris mai sus.

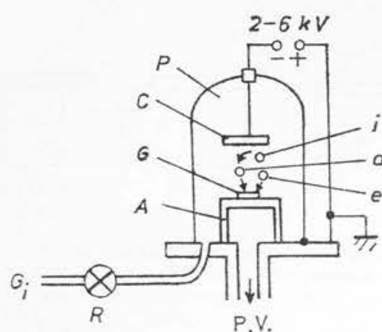


Fig. 7.2. — Sistemul de depunere în gaz inert: $p = 2 \cdot 10^{-2}$ torr, C = catod, S = substrat, A = anod, i = ion pozitiv de gaz, a = atom metalic (catod), e = electron (provenit de la atomul gazului ionizat), PV = pompa de vid, G_i — gaz inert, R — robinet.

Formarea stratelor izolatoare prezintă mare importanță. În realizarea circuitelor integrate din siliciu există avantajul că bioxidul de siliciu este un foarte bun izolator. Bioxidul de siliciu se poate forma prin mai multe metode. O metodă este oxidarea termică, descrisă în capitolul 3. O altă metodă este oxidarea chimică. Aceasta constă în formarea unui strat subțire de SiO_2 pe suprafața unui cristal de siliciu introdus timp de un minut într-o soluție, încălzită, de acid azotic 10%. O altă metodă este oxidarea anodică a siliciului. Cristalul de siliciu se așează pe electrodul pozitiv (anodul), între anod și catod se aplică o tensiune de cîțiva kV, sistemul fiind introdus în apă deionizată. Disocierea moleculelor de apă duce la liberarea oxigenului care reacționează cu siliciu la anod, oxidînd suprafața acestuia. O altă metodă constă în oxidarea în descărcarea în plasmă. Siliciul se află la catod iar la anod se află semiconductorul pe care dorim să depunem SiO_2. Cei doi electrozi sînt așezați într-o incintă la distanța de 10 cm. Oxidarea are loc în atmosferă de oxigen la presiunea de 10^{-2} mm Hg, diferența de potențial între cei doi electrozi fiind de 2kV. Atomii de siliciu, care se deplasează de la catod la anod se oxidează, pe drum, astfel că pe anod se depune un strat de SiO_2.

Fabricarea unui circuit integrat necesită realizarea difuziei și depunerilor în regiuni mici selectate pe o plăcuță, de exemplu de siliciu. Pentru selectarea acestor regiuni se folosește fotolitografia și gravarea chimică. Coeficienții de difuzie ai diverselor impurități în SiO_2 au valori mult mai mici decît în siliciu. Procesul de realizare a difuziei selective decurge astfel. Se ia plăcuța de siliciu și se oxidează; stratul de oxid are grosimea de

1–2 μm. Peste stratul de SiO_2 se depune un strat subțire de fotorezist și plăcuța arată ca în figura 7.3 *a*. Regiunile unde dorim să difuzeze impuritățile se acoperă cu o mască (de exemplu, o plăcuță metalică) și se ilu-

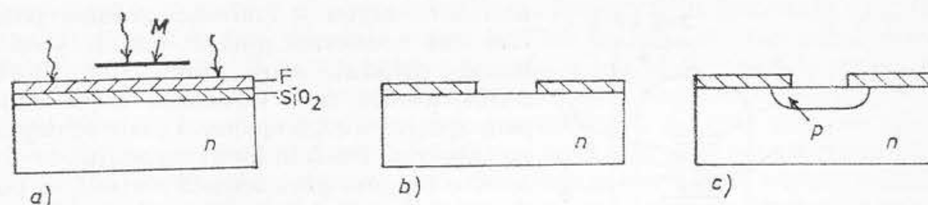


Fig. 7.3. — Treptele în procesul de difuzie selectivă folosind fotolitografia și gravarea chimică; M = masca.

minează suprafața plăcuței din partea de sus cu lumină ultravioletă. Masca se îndepărtează și se folosește un developant chimic care dizolvă fotorezistul neexpus la lumină, fotorezistul neexpus la lumină neputînd fi atacat de acest solvent. Apoi se folosește un solvent pentru a îndepărta bioxidul de siliciu din regiunile neacoperite cu fotorezist. După aceea se aplică un alt agent chimic pentru a îndepărta fotorezistul expus la lumină, fără a ataca bioxidul de siliciu de sub el. În această etapă proba arată ca în figura 7.3 *b*. Urmează difuzia impurităților acceptoare în regiunea neacoperită cu bioxid de siliciu și se realizează regiunea *p* în plăcuța de tip *n*. Apoi se oxidează din nou întreaga suprafață a plăcuței și se trece la o nouă etapă în fabricarea circuitului. În mod similar se procedează la depunerea electrozilor metalici și interconexiunilor. În încheierea acestui paragraf ne oprim puțin asupra materialului fotorezist. Există mulți compuși organici a căror structură și solubilitate se schimbă după ce acestea au fost expuse la lumină, de exemplu, în domeniul ultraviolet. În general există două tipuri de fotorezist; ele diferă după răspunsul la lumină și după solubilitate. Materialul care devine insolubil după iluminare dă o replică negativă a măștii și se numește fotorezist negativ. Dimpotrivă fotorezistul pozitiv devine mai solubil după ce este expus la lumină și dă o imagine pozitivă a măștii. Se utilizează ambele tipuri de fotorezist, fiecare avînd avantaje și dezavantaje. În figura 7.4 se reprezintă rezultatul acțiunilor celor două tipuri de fotorezist.Fotorezist negativ este cel de tip Kodak. Soluția de fotorezist conține un polimer, un sensibilizator și un solvent. Polimerii au legături de carbon nesaturate care pot să fie completate în continuare, ceea ce conduce la formarea de molecule lungi sau ramificate. Această reacție poate fi stimulată de energia transferată de sensibilizatori. Intensitatea reacției și gradul de insolubilitate depind de expunerea la lumină a stratului de fotorezist. Polimerizarea rezistului cît timp nu este iluminat este neglijabil de slabă. Rezistul se păstrează timp îndelungat în sticle de culoare maron. Uneori, pentru stabilizarea soluției se adaugă cantități mici de compuși antioxidanți. Cel mai bun dintre produsele de fotorezist pozitiv este Az-1350 [1], pentru că se poate folosi pentru trasarea liniilor de gravură cele mai fine. Fotorezistul Az-340 are compoziția chimică similară, dar conține mai mult solid și se folosește pentru depunerea de strate mai groase necesare pentru gravare mai adîncă. Viscozitatea scăzută a rezistului AZ-1350 [1] indică o greutate moleculară a rășinei, relativ mică (de aproximativ 1 000). Solubilitatea rășinei după evaporarea solventului

depinde foarte mult de grupele funcționale prezente în macromolecule. Aceste grupe sînt responsabile pentru insolubilitatea inițială a rășinei în developant, care este o soluție de hidroxid de sodiu. Cînd stratul de rezist

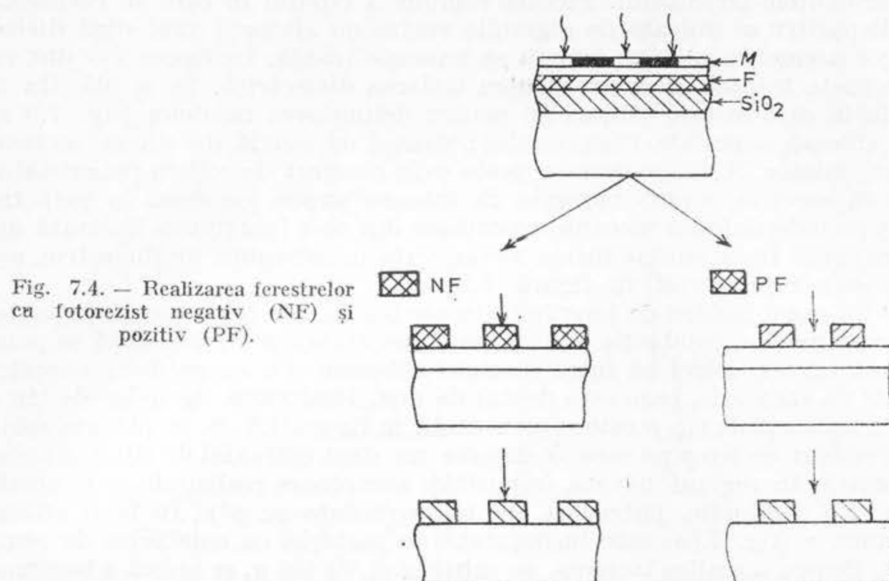


Fig. 7.4. — Realizarea ferestrelor cu fotorezist negativ (NF) și pozitiv (PF).

este iluminat sensibilizatorii transferă energia la grupurile funcționale (active) ale polimerului, care se modifică imediat și stratul de rezist devine solubil. Solubilitatea are loc în regiunea din imediata vecinătate a cromoforilor absorbanți ceea ce face ca fotorezistul pozitiv să aibă rezoluție bună chiar în cazul cînd este depus sub formă de strat gros. De exemplu, într-un strat gros de 6 μm pot fi developate linii de 5μm lărgime. Îndepărtarea fotorezistului polimerizat este o problemă dificilă deoarece acești compuși sînt greu solubili. Gradul de dificultate depinde de natura stratului de fotorezist, de grosimea sa și de substratul pe care este depus. Tehnica îndepărtării fotorezistului se bazează pe folosirea hidrocarburilor clorate încălzite, care fac ca polimerul să capete cute în prezența acizilor și stratul de rezist să-și piardă aderența la substrat. Pentru descompunerea materialului organic se pot folosi agenți oxidanți, cum ar fi H_2SO_4 încălzit. Îndepărtarea fotorezistului se poate face și cu substanțe gazoase. Medii puternic reactive (ozon, radicali liberi, plasmă) pot descompune fotorezistul organic în CO_2 și H_2O. Procesul are loc la temperatura de 200°C și mediul de plasmă înconjurător poate crea sarcini la suprafață care micșorează performanțele circuitelor MOS [2]. Alte probleme importante sînt realizarea măștilor și gravarea.

7.2. Izolarea, interconectarea, pasivarea

A. *Izolarea*

Izolarea electrică a elementelor din circuitele integrate se poate realiza pe trei căi : (a) printr-un strat dielectric situat între regiunile active, (b) prin joncțiuni *p-n* polarizate invers, (c) prin înlăturarea materialului

semiconductor al substratului (pe care este realizat circuitul integrat) dintre regiunile active și folosirea unui alt suport mecanic pentru circuit. Fiecare metodă are avantajele și dezavantajele ei în ceea ce privește tehnologia și performanțele circuitului. Fiecare regiune a cipului în care se realizează un dispozitiv se izolează de regiunile vecine cu ajutorul unui strat dielectric; o asemenea regiune izolată se numește insulă. În figura 7.5 sînt reprezentate treptele necesare pentru izolarea dielectrică. Se ia plăcuța de siliciu în care se taie șanțuri (*s*) pentru delimitarea insulelor (fig. 7.5 *b*). Se oxidează suprafața materialului; stratul de bioxid de siliciu servește drept izolator. Apoi, se depune peste oxid un strat de siliciu policristalin, care va servi ca suport mecanic. Se întoarce proba (cu susul în jos) (fig. 7.5*e*), se îndepărtează mecanic o porțiune din Si-*n* (porțiunea hașurată din figură) și în final rămîne insula înconjurată în întregime de dielectric, așa cum este reprezentat în figura 7.5*f*.

În cazul izolării cu joncțiuni fiecare insulă este înconjurată de material extrinsec cu conducție de tip opus. Joncțiunea *p*-*n* rezultantă se polarizează invers, astfel că între insulele adiacente nu curge decît curentul invers de saturație, care este destul de mic. Realizarea insulelor de tip *n* pe un substrat de tip *p* este reprezentată în figura 7.6. Se ia plăcuța semiconductoare de tip *p* pe care se depune un strat epitaxial de tip *n*. Apoi se difuzează, în regiuni înguste, impurități acceptoare realizîndu-se în aceste regiuni o conducție, puternică, de tip *p* (notate cu p^+). În felul acesta, regiunea *n* (fig. 7.6*c*) este înconjurată de material cu conducție de semn opus. Pentru a realiza izolarea, pe substratul, de tip *p*, se aplică o tensiune negativă cît mai mare, însă sub valoarea limită pentru străpungerea joncțiunii. Calitatea izolării este limitată de caracteristicile joncțiunii *p*-*n*, polarizată invers. La frecvențe înalte capacitatea C_b a stratului de baraj reduce izolația, șuntînd rezistența, R_j, a joncțiunii. Aceasta se poate înțelege ușor dacă se reprezintă circuitul echivalent al joncțunii care izolează două insule (fig. 7.7). Limitarea funcționării izolării cu joncțiuni la frecvențe înalte este un dezavantaj. De asemenea, un dezavantaj este și necesitatea alimentării cu tensiune a substratului. Izolarea dielectrică nu prezintă asemenea dezavantaje (ea funcționează la frecvențe mai înalte decît izolarea cu joncțiuni) însă procesul de realizare practică a izolării dielectrice este mai complicat. A treia metodă de izolare constă în următoarele. Se realizează elementele de circuit în regiunile respective din cip. Apoi cipul se răstoarnă așezîndu-se cu fața în sus pe un suport de sticlă sau de ceramică și se îndepărtează prin gravare porțiunile din substrat care separă elementele de circuit; rămîn insule, izolate între ele prin aer, ceea ce face ca acest mod de izolare electrică să aibă caracteristicile cele mai bune. Însă o astfel de izolare reduce rezistența mecanică a circuitului.

B. *Interconectarea*

Pentru interconectarea elementelor individuale ale circuitului se folosesc conductori metalici, de obicei din aluminiu. Aceștia se depun din stare de vapori, folosind pentru alegerea regiunilor dorite tehnica mascării și gravării. O problemă delicată intervine la realizarea încrucișării a doi conductori, care nu trebuie să facă contact electric. Aceasta se poate realiza în două moduri. O cale este să se depună primul strat conductor, peste acesta se depune un strat izolator și apoi se depune al doilea strat conductor (fig. 7.8*a*). Dificultatea care apare în acest caz este că depunerea stratului izolator necesită încălzirea sistemului la temperaturi înalte; aceste

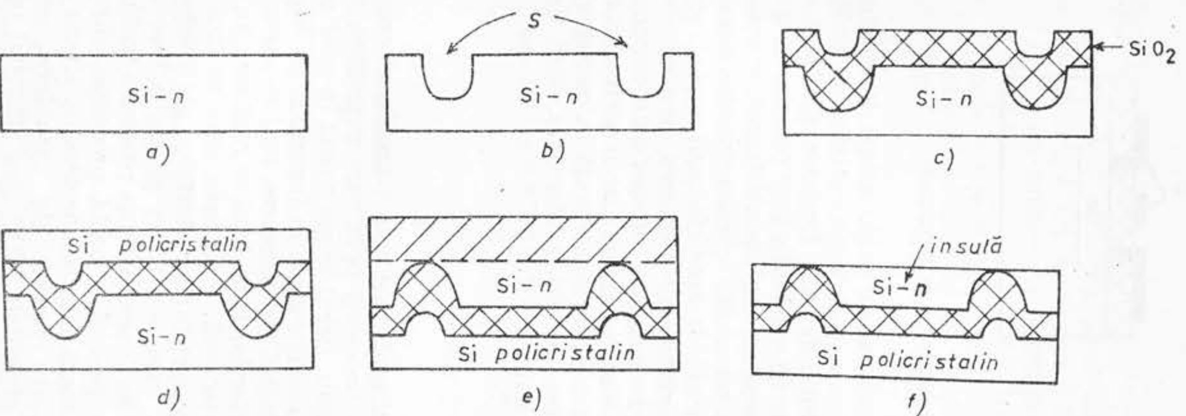


Fig. 7.5. — Etapele procesului de fabricare a insulelor izolate cu dielectric.

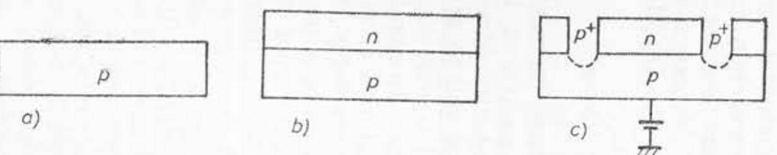


Fig. 7.6. — Etapele procesului de fabricare a insulelor izolate cu joncţiuni.

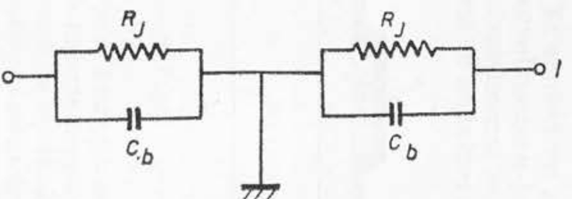


Fig. 7.7. — Circuitul echivalent al joncţiunii care izolează între cele două insule, *I*.

temperaturi nu trebuie să se afle deasupra temperaturii eutectice a sistemului metal-semiconductor. O altă metodă de izolare a conductorilor în locul unde se încrucişează constă în difuzia de impurităţi puţin adînci în substrat în regiunea de trecere (în fig. 7.8*b* se realizează o regiune de tip

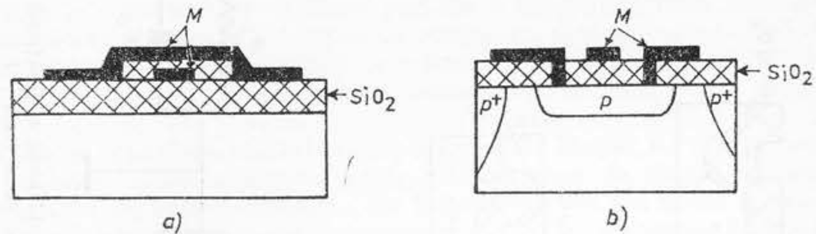


Fig. 7. 8. — Izolarea conductorilor la încrucişare.

p). Regiunea difuzată se acoperă cu un strat de oxid. O linie de conducţie se completează prin stratul difuzat care constituie un rezistor. Cealaltă linie de conducţie trece pe deasupra stratului de oxid. Rezistorul difuzat se proiectează confom cu necesităţile cerute de existenţa unui rezistor în circuitul respectiv, ori dacă acesta nu este necesar, regiunea difuzată se realizează cu rezistenţă foarte mică pentru a nu afecta caracteristicile circuitului. Izolarea la încrucişare conduce inevitabil la apariţia unui cuplaj capacitiv între conductori. Acesta se poate reduce prin creşterea grosimii stratului izolator şi prin micşorarea ariei la încrucişare, ultima cale conducînd la creşterea rezistenţei conductorului. Sînt cazuri în care o asemenea capacitate este necesară în circuit şi atunci ea se proiectează la caracteristicile dorite. Pentru conductori se folosesc de obicei aluminiu, însă datorită temperaturii eutectice mici a sistemului Al-Si (577°C) se folosesc şi alte materiale ca Cr-Ag, Mo-Au, Pt şi Ti.

C. *Pasivarea*

Pasivarea suprafeţei unui semiconductor este o problemă complexă. În chimie, pasivarea înseamnează procesul prin care suprafaţa se face inactivă la reacţii chimice. De exemplu, fierul se pasivează în acid concentrat iar aluminiul în atmosferă. Procesul constă în formarea pe suprafaţa materialului a unui strat care împiedică desfăşurarea mai departe a unei reacţii chimice. În cazul semiconductorilor trebuie să se realizeze nu numai pasivarea chimică ci şi pasivarea electrică. Pasivarea care se face iniţial constă în controlul şi stabilizarea proprietăţilor electrice ale semiconductorului. Urmează a doua pasivare, care constă în protecţia sau stabilizarea mediului care a suferit prima pasivare. A doua pasivare include izolarea şi protecţia interconexiunilor precum şi toată protecţia chimică şi mecanică. A doua pasivare se realizează prin acoperirea cu strate subţiri precum şi prin procedeele aplicate iniţial de închidere ermetică într-un conteiner a cipului. Pentru circuitele MOS care sînt mai sensibile la sarcina de la suprafaţa oxidului, se recomandă depunerea unui strat dielectric protector peste stratul de SiO_2 şi peste celelalte elemente ale circuitului [3]. Metoda cea mai obişnuită este acoperirea circuitelor integrate cu SiO_2 pulverizat şi a componentelor discrete, cu sticlă topită. Se mai folosesc de asemenea, sticle silicaţi care conţin fosfor, aluminiu, plumb, nitrură de siliciu.

7.3. Circuite integrate, monolitice din siliciu

Circuitul integrat monolitic din siliciu este circuitul în care toate elementele sînt fabricate pe aceeaşi plăcuţă de siliciu (cip) în insule izolate electric. Vom descrie pe rînd fabricarea diverselor elemente de circuit.

A. *Tranzistoarele*

Tranzistoarele MOS cu efect de cîmp, în formă integrată, arată în secţiune ca în figura 7.9. În figura 7.9*a* este reprezentat tranzistorul MOS cu canal indus cu izolare cu joncţiuni, iar în figura 7.9*b* este reprezentat tranzistorul MOS cu canal iniţial. În figura 7.10*a* este reprezentat tranzistorul bipolar *n-p-n* integrat, cu izolare cu joncţiuni, iar în figura 7.10*b* este reprezentat tranzistorul cu efect de cîmp cu joncţiuni. Tranzistorul *n-p-n* din figura 7.10*a* se fabrică astfel. Se ia ca substrat siliciu de tip *p* şi în acesta se difuzează un strat de tip *n* puternic dopat (n^+). Se creşte apoi un strat epitaxial de tip *n* astfel că stratul n^+ rămîne îngropat (ascuns). Stratul n^+ serveşte la creşterea conductivităţii de volum a cipului. Se difuzează în stratul epitaxial impurităţi acceptoare, pentru realizarea stratului de tip *p* al bazei. Difuzia se face dintr-o sursă limitată. Se difuzează apoi regiunea n^+ puternic dopată, a emitorului, regiunile n^+ pentru comunicaţia cu colectorul şi regiunile p^+ de izolare a insulei. Se creşte în final un strat de oxid, se gravează selectiv şi se ataşează contactele de aluminiu pentru emitor, colector şi bază. Dimensiunile tipice sînt următoarele : grosimea substratului = 200 μm, grosimea stratului epitaxial = 10 μm, grosimea bazei = 1 μm iar aria suprafeţei insulei care conţine un tranzistor bipolar este de 0,02 mm². În tranzistorul bipolar în formă integrată mişcarea purtătorilor de sarcină este bidimensională. Tranzistorul unipolar cu joncţiuni [4] reprezentat în figura 7.10*b* se numeşte dublu difuzat, cu canal de tip *n*, deoarece se prepară prin două difuzii într-un substrat semiconductor

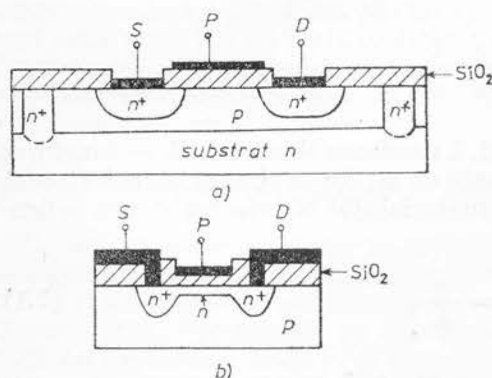


Fig. 7.9. — Tranzistorul MOS cu efect de cîmp în formă integrată : *a* — cu canal indus ; *b* — cu canal iniţial.

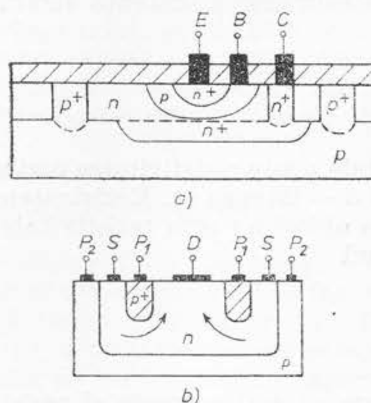


Fig. 7.10. — Tranzistorul cu joncţiuni, în formă integrată : (a) tranzistorul bipolar (*n-p-n*) ; (b) tranzistorul cu efect de cîmp.

de tip *p* şi are un canal de tip *n* între contactele sursă şi drenă. Sînt indicate cu săgeţi sensurile de curgere a purtătorilor majoritari de la sursă la drenă pe sub poarta P_1, care este o regiune p^+ difuzată. Substratul, de tip

p, acţionează şi el ca o poartă secundară (P_2). Joncţiunea substratului cu regiune *n* poate servi pentru izolare. La proiectare, trebuie avut în vedere ca regiune difuzată a porţii să înconjoare complet suprafaţa regiunii sursă sau a regiunii drenă pentru ca curgerea curentului electric să fie controlată total de către poartă. Fabricarea circuitelor bipolare este mai complicată decît a circuitelor MOS unde sînt necesare mai puţine trepte tehnologice. În plus, tranzistoarele MOS ocupă o suprafaţă mai mică şi deci au densitate mare de împachetare.

B. *Diodele*

În circuitele integrate izolate cu joncţiuni diodele se realizează prin folosirea joncţiunii emitor-bază sau colector-bază, ale unui tranzistor cu joncţiuni; prin urmare, în cazul izolării cu joncţiuni, fabricarea diodelor înseamnează de fapt fabricarea tranzistorilor. Există mai multe posibilităţi de realizare a conexiunilor pentru a obţine dintr-un tranzistor o diodă. Cinci asemenea posibilităţi sînt reprezentate în figura 7.11. Dacă se face izolarea cu dielectric dioda se poate fabrica ca o simplă joncţiune *p-n*. Un exemplu este reprezentat în figura 7.12. O asemenea structură simplă nu poate fi adaptată la circuitele integrate izolate cu joncţiuni, din două motive. Întîi, dacă substratul şi regiunea care înconjoară insula sînt de tip *p* aceasta trebuie polarizată negativ faţă de regiune *n* a diodei, pentru a menţine izolarea. Această polarizare poate să nu fie compatibilă cu polarizarea necesară în circuit a regiunii *n* a diodei. Al doilea motiv este că poate avea loc efectul de tranzistor între dioda polarizată direct şi joncţiunea substratului polarizată invers.

C. *Rezistorii*

Cea mai simplă formă a unei rezistenţe (rezistor) este un strat difuzat cu contacte la capete, figura 7.13. Izolarea se face cu joncţiuni polarizate invers. Rezistenţa stratului este dată de expresia

$$R = \frac{\rho}{h}\,\frac{L}{d},$$

unde ρ este rezistivitatea materialului, h grosimea stratului, L — lungimea şi d — lăţimea sa. Rezistenţele realizate cu strate subţiri se caracterizează de obicei nu prin rezistivitatea ρ a materialului ci prin rezistenţa peliculară

$$R_s = \frac{\rho}{h}, \tag{7.1}$$

care se mai numeşte şi rezistenţă pe pătrat. Într-adevăr, se poate scrie $R = R_s(L/d)$ şi pentru $L = d$, adică atunci cînd suprafaţa rezistenţei este un pătrat, rezultă $R = R_s$. Rezistenţa unui strat subţire de formă pătrată este determinată de rezistivitatea şi grosimea peliculei, indiferent de mărimea suprafeţei acesteia. Rezistenţa peliculară, R_s, care are dimensiunile Ω este uzual exprimată în $\Omega/\square$ (ohmi pe pătrat). O geometrie mai deosebită a unui rezistor difuzat este reprezentată în figura 7.13*c*. Pentru mărirea rezistenţei rezistorului trebuie să se mărească lungimea sa ceea ce ocupă

o arie mai mare din suprafaţa cipului. Rezistenţele difuzate au valori cuprinse între 50 Ω şi 50 k Ω. Eroarea în valorile realizate ale acestor rezistenţe este de 20%, în funcţie de controlul procesului de mascare şi difuzie.

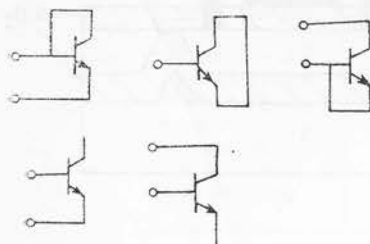


Fig. 7.11. — Moduri de obţinere a unei diode dintr-un tranzistor.

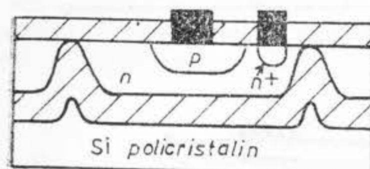
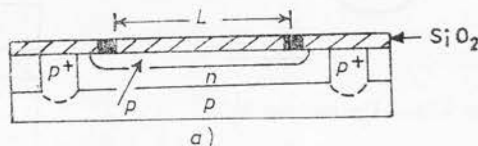
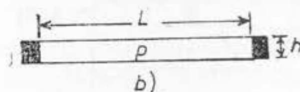


Fig. 7.12. — Dioda, izolată dielectric, într-un circuit integrat monolitic.





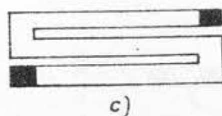


Fig. 7.13. — Rezistor din siliciu, difuzat.

Rezistenţe mult mai mari şi care să ocupe o arie mai mică pe cip se obţin folosind canalul indus al unui MOSFET care are drena scurtcircuitată cu poarta (fig. 7.14). Valoarea dorită a rezistenţei între sursă şi drenă se obţine prin variaţia lărgimii canalului de conducţie. Un rezistor MOS are rezistenţa peliculară echivalentă (20 kΩ/□) cu aproape două ordine de mărime mai mare decît a unui rezistor difuzat care ocupă aceeaşi arie a suprafeţei. Dacă dorim să avem rezistenţe mai mari de 50kΩ utilizăm rezistenţe MOS. Dezavantajul acestora este că nu sînt liniare pe un domeniu mare de tensiune.

D. *Capacitorii şi inductorii. Reţele cu constante distribuite*

În circuitele integrate se utilizează capacitorii MOS sau joncţiunile *p-n* polarizate invers. Un capacitor MOS integrat este reprezentat în figura 7.15*a* şi un capacitor joncţiune *p-n* polarizată invers este reprezentat în figura 7.15*b*. Capacitorii cu joncţiune *p-n* au următoarele dezavantaje faţă de capacitorii MOS : (a) necesită tensiune de polarizare, (b) capacitatea este neliniară, (c) prezintă rezistenţă de scurgere. Inductorii cu valori ale inductanţei mai mari de cîţiva microhenri nu pot fi integraţi practic într-un circuit monolitic integrat din siliciu. În acest caz se conectează din exterior inductori discreţi. Astfel, în circuitul integrat se folosesc reţele active care simulează inductorul în domeniul de frecvenţe dorit. Un circuit cu constante distribuite în formă integrată este reprezentat în figura 7.16. Sînt reprezentate, de asemenea, circuitul echivalent şi simbolul circuitului.

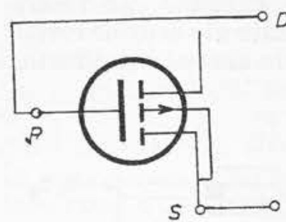
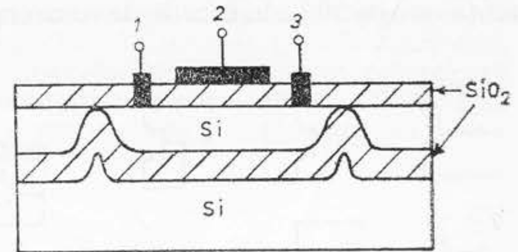
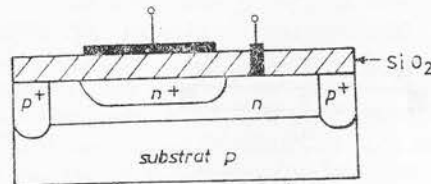
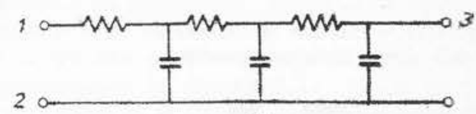
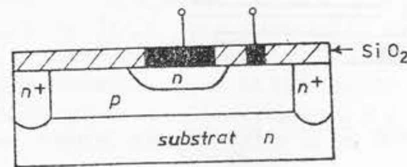


Fig. 7.14. — Un rezistor MOS.









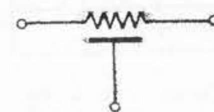


Fig. 7.15. — Capacitori integraţi : *a* — MOS ; *b* — joncţiune *p-n* polarizată invers.

Fig. 7.16. — Circuit *RC* cu constante distribuite : *a* — structura ; *b* — circuitul echivalent : *c* — simbolul electric.

7.4. Circuite integrate cu strate subţiri

Toate elementele circuitului, pasive şi active, sînt realizate din strate subţiri depuse pe un substrat izolator cum ar fi sticla sau ceramica.

A. *Rezistorii cu strate subţiri*

Se realizează prin depunerea pe suprafaţa substratului de strate subţiri rezistive. După cum s-a arătat în paragraful anterior, rezistenţa rezistorului depus sub formă de bandă este

$$R = R_s \cdot a,$$

unde R_s este rezistenţa peliculară, iar $a = (L/d)$ este raportul de formă. Pentru a mări valoarea rezistenţei pentru un R_s dat trebuie să se mărească raportul de formă, a, ceea ce înseamnă creşterea lungimii rezistorului. Pentru rezistori cu valoare foarte mare este necesar să se utilizeze materiale cu rezistenţa peliculară mare. În tabela 7.1 sînt reprezentate caracteristicile cîtorva materiale care se utilizează.

Tabela 7.1

Materiale rezistive utilizate sub formă de strate subțiri

Materialul	R_s, $\Omega/\square$	γ	η, %
Nicrom	10—400	—100 la +100	5
Oxid de staniu	25—1000	—500 la +500	15
Nitrură de tantal	50—500	—100 la +100	10
Siliciură de tantal și crom (cermet)	100—20000	—300 la +300	20

Valoarea rezistenței R_s se modifică prin modificarea grosimii stratului. În tabelă sînt date domeniile de variație a R_s. Este prezentată toleranța, η, la depunere precum și coeficientul, γ, de temperatură în părți pe milion pe grad Celsius. Rezistivitatea ρ a stratului subțire ascultă de legea lui Mathiessen

$$\rho = \rho(T) + \rho(i) + \rho(g),$$

unde $\rho(T)$ este partea dependentă de temperatură din rezistivitate, $\rho(i)$, — partea independentă de temperatură și $\rho(g)$ — partea dependentă de geometria rezistenței. Trebuie observat că deși toleranța η la depunere este mare ea poate fi ajustată după aceea prin decuparea de porțiuni din stratul depus. Disiparea de putere a rezistoarelor cu strate subțiri este de 2—3 W/cm^2. În scopul stabilizării în timp a rezistoarelor cu strate subțiri, stratul depus se încălzește un timp; prin oxidarea suprafeței sale se formează un strat de oxid protector. În figura 7.17 se prezintă o nomogramă din care se poate estima valorile lui R, R_s și a [5].

B. *Capacitorii cu strate subțiri*

Se realizează prin depunerea succesivă de strate subțiri metal-dielectric-metal. În tabela 7.2 sînt prezentați dielectricii care se utilizează. Capacitatea este dată pe mm^2 pentru o grosime a dielectricului de 1 000Å; γ este coeficientul de temperatură exprimat în părți pe milion și pe °C. În afară de oxizi se folosesc și anumiți polimeri organici. Grosimea stratului de dielectric este limitată de străpungerea în avalanșă. De asemenea, din cauza efectului tunel nu se pot folosi grosimi mai mici de 200Å.

Tabela 7.2

Caracteristicile unor substanțe dielectrice

Materialul	Constanta dielectrică	γ	C, pF
SiO	6	+150—250	531
SiO_2	4	+200	354
Al_2O_3	9	+300	790
HfO_2	40—80	+125	3 500—7 000
Ta_2O_5	20—25	+150—300	1 770—2 212

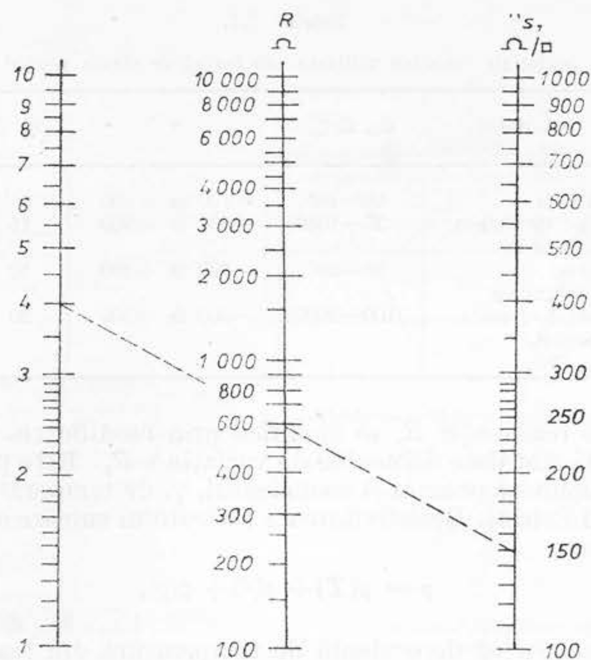


Fig. 7.17. — Nomograma pentru rezistorii cu strate subţiri.

C. *Tranzistoarele cu strate subţiri*

Tranzistorul cu strate subţiri este un tranzistor cu efect de cîmp cu poartă izolatoare în care semiconductorul (extrinsec) este depus sub formă de strat subţire. Ca poartă izolatoare se utilizează cel mai mult SiO iar ca semiconductor, sulfura de cadmiu. Două configuraţii posibile sînt reprezentate în figura 7.18. Contactele pentru sursă, poartă şi drenă se fac din aur, cupru sau aluminiu. Grosimile stratelor depuse sînt cuprinse între 0,1 şi 0,2 μm, iar lungimea dispozitivului este cuprinsă în domeniul 5—10 μm. Tranzistoarele cu strate subţiri se pot proiecta cu canal iniţial sau cu canal indus.

7.5. Circuite integrate cu strate groase

Stratele cu grosime mai mare de 10 μm se numesc în general strate groase. Limita grosimii lor superioară este 50 μm. Avînd în vedere că în unele aplicaţii nu este nevoie de strate subţiri, se folosesc circuite cu strate groase. Experimental circuitele cu strate groase se realizează mult mai simplu (economic) decît curcuitele cu strate subţiri. De exemplu, materialele conductoare, semiconductoare şi dielectrice se prepară sub formă de pudră (pastă) care se aplică pe suport.

7.6. Circuite hibride

Un circuit hibrid este o combinaţie dintre un circuit integrat monolitic şi unele elemente discrete, ori elemente cu strate subţiri sau groase. Se realizează asemenea circuite în scopul folosirii celor mai bune caracteris-

tici ale componentelor. Se cunoaşte, de exemplu că inductorii şi capacitorii de valoare mare nu sînt practici în formă integrată şi se ataşează circuitului integrat ca elemente discrete. Un circuit hibrid se realizează de

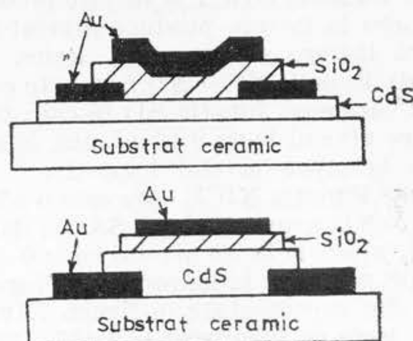


Fig. 7.18. — Tranzistoare cu strate subţiri.

asemenea dintr-un circuit integrat monolitic cu un circuit integrat cu strate subţiri sau dintr-un circuit integrat cu strate subţiri şi un circuit integrat cu strate groase. De exemplu, un amplificator care funcţionează la 60MHz este constituit dintr-un circuit integrat monolitic din siliciu care conţine toate elementele active iar rezistorii şi capacitorii sînt realizaţi din strate subţiri. Ca rezistori se folosesc strate subţiri de nicrom cu $R_s = 300\ \Omega/\square$. Nu se folosesc rezistori difuzaţi deoarece introduc capacităţi parazite. Capacitorii se folosesc sub formă de strate subţiri din motive de liniaritate şi absenţa rezistenţei de scurgere care este caracteristică capacitorilor difuzaţi (cu joncţiune *p-n* polarizată invers).

7.7. Aplicaţii

Circuitele integrate au devenit de multă vreme baza electronicii şi au pătruns pretutindeni în viaţa modernă, complexă. În acest paragraf vom expune cîteva exemple de circuite integrate numerice şi liniare [6, 7]. Circuitul integrat numeric este conceput pentru a prelucra informaţia numerică. Circuitul logic numeric funcţionează după anumite reguli, denumite reguli logice. De exemplu, dacă circuitul are trei intrări şi se obţine o tensiune la ieşire numai dacă cele trei intrări sînt la acelaşi nivel de tensiune, circuitul se numeşte circuit logic ŞI. Circuitul logic binar este capabil să distingă numai între două nivele de tensiune specifice (de exemplu, una corespunzătoare stării de conducţie şi alta corespunzătoare stării de blocare) : aceste nivele logice se notează cu „0" şi „1". Un circuit logic se mai numeşte şi circuit poartă deoarece el ori lasă să treacă un semnal logic, ori îl blochează. Poarta logică binară este circuitul logic care are două sau mai multe intrări şi o singură ieşire, fiecare din semnalele de intrare şi semnalul de ieşire aflîndu-se în unul din cele două nivele logice posibile. Funcţiile logice folosite frecvent sînt următoarele :

a) Funcţia ŞI (AND) în care toate intrările se află la nivelul logic 1 pentru a produce la ieşire un nivel logic 1 (dacă una din intrări se află la nivel logic zero, ieşirea se află la nivel logic 0).

b) Funcţia SAU (OR) în care un nivel logic 1 la oricare din intrări produce un nivel logic 1 la ieşire (dacă toate intrările se află la nivel logic 0 produc la ieşire nivel logic 0).

c) Funcţia NU (NOT), numită funcţie de negaţie sau de inversie, în care un nivel logic 1 la intrare produce nivelul logic 0 la ieşire şi nivelul logic zero la intrare produce nivelul logic 1 la ieşire; poarta NOT are o singură intrare şi o singură ieşire.

d) Funcţia ŞI — NU care este combinarea funcţiilor ŞI şi NU (funcţia NU urmează funcţia ŞI) în care toate intrările la nivel logic 1 produc la ieşire nivelul logic 0 (dacă una din intrări se află la nivelul logic 0, se obţine la ieşire nivelul logic 1).

e) Funcţia NICI, care este o combinaţie între funcţia SAU şi funcţia NU (NU urmează după SAU); dacă una din intrări se află la nivelul logic 1, apare la ieşire nivelul logic 0 (dacă toate intrările se află la nivelul logic 0, apare la ieşire nivelul logic 1). Simbolurile grafice ale porţilor logice sînt reprezentate în figura 7.19. În figura 7.20 este reprezentat un circuit logic cu tranzistor şi diodă, DTL. Este un circuit ŞI-NU. Deciziile logice se iau cu ajutorul unui grup de diode de intrare, D_1, D_2, D_3; ieşirea diodelor alimentează un etaj inversor cu tranzistor, stabilind la ieşire nivelele de tensiune 1 logic şi 0 logic. Nivelul de tensiune 1 logic este pozitiv în raport cu masa iar nivelul 0 logic este aproximativ la potenţialul mesei. Presupunem că una din diodele de la intrare, fie aceasta D_2, se află la nivelul logic 0. În acest caz dioda este polarizată direct şi şuntează rezistenţa R_1 (fig. 7.20*b*). Pentru a fi siguri că curentul alege calea prin D_1 în continuarea emitorului tranzistorului T_1 se introduce o diodă D, care este totdeauna polarizată pozitiv. Deoarece la intrarea tranzistorului T_1 se află de fapt două diode în serie, dioda D şi dioda sa emitor-bază, curentul va alege calea prin dioda D_2 cînd aceasta este polarizată pozitiv. (Notăm că aceasta se întîmplă deoarece potenţialul punctului A care a polarizat direct dioda D_2 nu este suficient de mare pentru a deschide cele două diode serie ale intrării tranzistorului T_1). În această situaţie tranzistorul T_1 este blocat şi nu curge niciun curent prin baza tranzistorului T_2. Prin urmare, tensiunea de ieşire a tranzistorului T_2 creşte pînă la valoarea pozitivă V_0 care este nivelul 1 logic. În figura 7.20*c* se reprezintă situaţia cînd toate intrările se află la nivelul 1 logic adică diodele de intrare sînt polarizate invers, ceea ce va

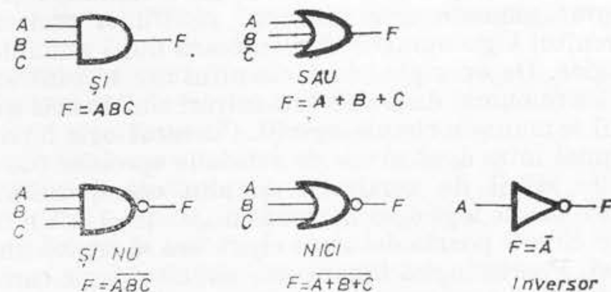


Fig. 7.19. — Simbolurile grafice ale porţilor logice.

determina curgerea curentului I prin baza tranzistorului T_1. Tensiunea de ieşire scade la valoarea $V_0 - I_c R_s$, unde I_c este curentul care curge prin tranzistorul T_2 cînd acesta se află în starea de conducţie. Se stabileşte

astfel nivelul 0 logic la ieşire. Această comportare corespunde funcţiei ŞI-NU: toate intrările sînt la nivelul 1 logic şi determină la ieşire nivelul 0 logic. Circuitul DTL se foloseşte în comutatorii de viteză medie,

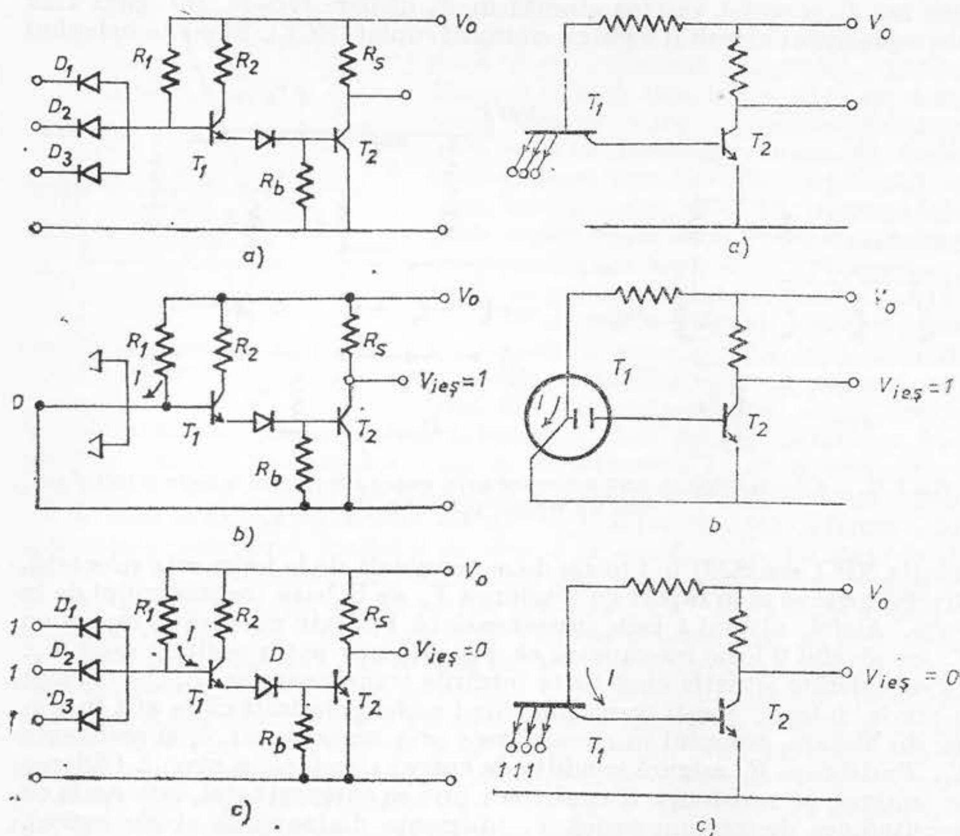


Fig. 7.20. — Circuitul logic DTL (*a*), în cazul cînd una din intrări se află la nivelul zero logic (*b*) şi în starea cînd toate intrările se află la nivelul unu logic (*c*).

Fig. 7.21. — Circuit logic TTL (*a*), cînd una din intrări se află la nivelul zero logic (*b*) şi cînd toate intrările se află la nivelul unu logic (*c*).

lucrează la semnal mare şi are nivel mic de zgomot. În figura 7.21 se reprezintă circuitul tranzistor-tranzistor logic, TTL. În locul diodelor de intrare foloseşte un tranzistor cu emitor multiplu; joncţiunea bază-colector a tranzistorului serveşte drept diodă serie. În condiţii staţionare, adică atunci cînd nivelele de intrare şi de ieşire sînt constante, joncţiunea bază-colector a lui T_1 este totdeauna polarizată direct. Dacă una din intrări se află la nivelul 0 logic, curentul trece prin emitorul respectiv şi tensiunea pe baza lui T_1 fiind mică nu va trece curent prin T_2 care în acest fel rămîne blocat (fig. 7.21*b*). În consecinţă tensiunea de ieşire pe T_2 creşte la valoarea V_0, adică la nivelul 1 logic. Dacă toate intrările sînt aduse la nivelul 1 logic, adică joncţiunile de intrare sînt polarizate invers, potenţialul pe baza lui T_1 creşte permiţînd trecerea curentului prin joncţiunea sa bază-colector care este polarizată direct şi prin baza lui T_2 care în acest fel comută în starea de conducţie. Ieşirea scade la nivelul 0 logic (fig. 7.21*c*).

Circuitul TTL este mai rapid decît circuitul DTL. Aceasta se întîmplă deoarece în timpul perioadei de trecere în starea de blocare, joncțiunea bază-colector a lui T_1 devine invers polarizată și tranzistorul T_1 funcționează ca un tranzistor în starea de conducție normală, extrăgînd sarcină din baza lui T_2 și astfel, sarcina stocată în T_2 dispare repede. În figura 7.22 este reprezentat circuitul logic cu emitorul cuplat (ECL). El poate îndeplini

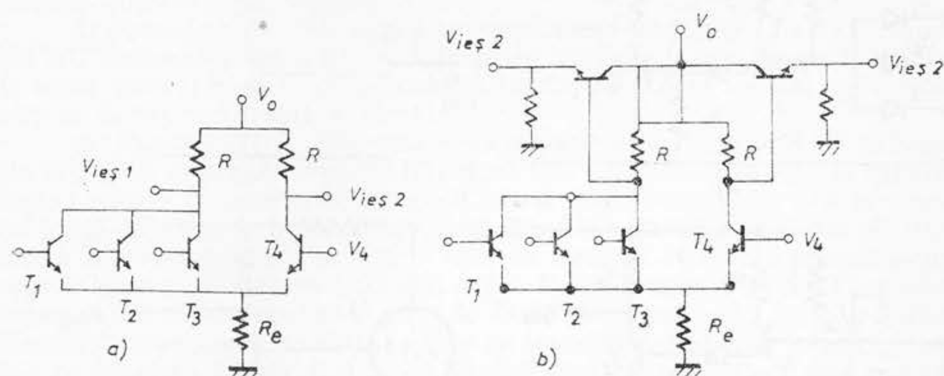


Fig. 7.22. — Circuitul logic cu emitorul cuplat (*a*) și același circuit cînd la ieșire se introduce cîte un repetor pe emitor (*b*).

funcția NICI sau SAU în funcție de ce terminală de la ieșire este selectată. Nivelul logic se ia în raport cu tensiunea V_b de la baza tranzistorului de la ieșire. Astfel, nivelul 1 logic însemnează că $V_{ieș}$ este pozitivă în raport cu V_b iar nivelul 0 logic însemnează că $V_{ieș}$ este mai puțin pozitivă decît V_b. Să considerăm situația cînd toate intrările tranzistoarelor T_1, T_2, T_3 sînt la nivelul 0 logic. Acești tranzistori fiind astfel polarizați că se află în starea de blocare, curentul în circuit trece prin tranzistorul T_4 și rezistența R_e. Rezistența R_e asigură condiția de curent constant în circuit. Căderea de tensiune pe rezistența R cînd trece prin ea curentul total, este egală cu amplitudinea de tensiune logică V_L (diferența dintre două nivele logice). În condițiile date tensiunea de ieșire pe colectorul lui T_4 va fi $V_0 - V_L$. Tensiunea de ieșire la cealaltă terminală este V_0. Notăm nivelul de tensiune 1 logic cu $V(1)$ și nivelul de tensiune 0 logic cu $V(0)$; tensiunea de ieșire pe T_4 este $(V_0 - V(1)) + V(0)$, adică V_L s-a înlocuit cu $V(1) - V(0)$. Tensiunea de ieșire V_0 la cealaltă terminală de ieșire se scrie $(V_0 - V(1)) + V(1)$. Să considerăm acum că o intrare a unuia din tranzistorii T_1, T_2, T_3 devine 1 logic, crește curentul prin tranzistorul corespunzător, șuntînd tranzistorul T_4. Aceasta face ca să se schimbe între ele valorile nivelelor tensiunii de ieșire la cele două terminale de la ieșire. Ieșirea pe T_4 ($V_{ieș\,2}$) dă funcția SAU iar ieșirea pe nodul comun dă funcția NICI ($V_{ieș\,1}$). În cazul montajului din figura 7.22*a* nivelele sînt deplasate cu $(V_0 - V(1))$. Circuitul cu emitor cuplat are cea mai mare viteză de comutare dintre circuitele prezentate; timpul de comutare este 1—2ns. Am prezentat pînă aici circuite cu tranzistoare cu joncțiuni. În figura 7.23 se reprezintă un circuit logic MOS care îndeplinește funcția NICI. Cînd toate intrările sînt la nivelul 0 logic, adică nu se aplică tensiune pe porțile tranzistoarelor T_1, T_2, T_3, se obține la ieșire nivelul 1 logic. Cînd o intrare se află la nivelul 1 logic, adică prin aplicarea unei tensiuni pe poartă tranzistorul corespunzător este adus în starea de conducție, tensiunea de la ieșire scade

la nivelul 0 logic. Notăm că tranzistorul T_4 îndeplinește funcția de rezistor de sarcină și circuitul NICI poate fi considerat ca fiind constituit din trei inversoare MOS aflate în paralel, cu rezistența de sarcină comună. Dacă canalul este de tip p, tensiunea V_D este negativă în raport cu pămîntul. Circuitele integrate MOS au viteză de comutare mai mică decît circuitele integrate bipolare. Motivul este că structurile MOS au rezistență internă mare și transconductanță mică ceea ce limitează viteza de încărcare și descărcare a unei capacități de către un tranzistor MOS. În circuitele integrate logice există două nivele de tensiune, corespunzătoare lui 0 logic și, respectiv, 1 logic, care sînt aceleași în circuitul dat [4].

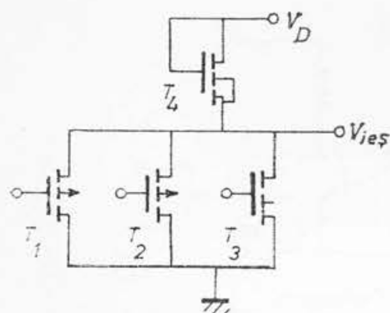


Fig. 7.23. — Circuit logic NICI cu tranzistoare MOS.

În circuitele integrate liniare semnalele constă de obicei din tensiuni continuu variabile. Amplificatorul operațional este unul din circuitele cel mai mult folosite. A fost denumit inițial astfel deoarece a fost folosit pentru a face anumite operații matematice, cum ar fi adunarea și integrarea. Baza unui amplificator operațional o constituie amplificatorul diferențial. Circuitul de bază al unui amplificator diferențial este reprezentat în figura 7.24. Elementele celor două jumătăți de circuit (tranzistoarele, rezistențele de sarcină R_s și rezistențele, R_b, de polarizare) sînt astfel realizate încît să fie identice. Rezistența, R_e, de emitor are o valoare mare pentru a realiza în circuit regimul de curent constant. Valorile rezistențelor R_b sînt astfel alese încît în absența semnalului de la intrare curenții prin cele două tranzistoare sînt egali; sînt egale, de asemenea, și tensiunile de colector. Se spune că circuitul este echilibrat. O variație a temperaturii sau tensiunii de alimentare afectează la fel ambele jumătăți de circuit, astfel că semnalele de ieșire rămîn nealterate și egale. Menționăm că în circuitele integrate, spre deosebire de circuitele discrete, este ușor să se mențină toți tranzistorii (din circuit) la aceeași temperatură, deoarece ei pot fi așezați pe cip foarte aproape unul de altul. Dacă se aplică la intrare un semnal pozitiv, crește curentul prin T_1 și, deoarece curentul total prin cele două tranzistoare se păstrează constant (de către R_e), curentul prin T_2 scade cu aceeași valoare cu care a crescut prin T_1. Apar tensiuni de ieșire între cele două colectoare

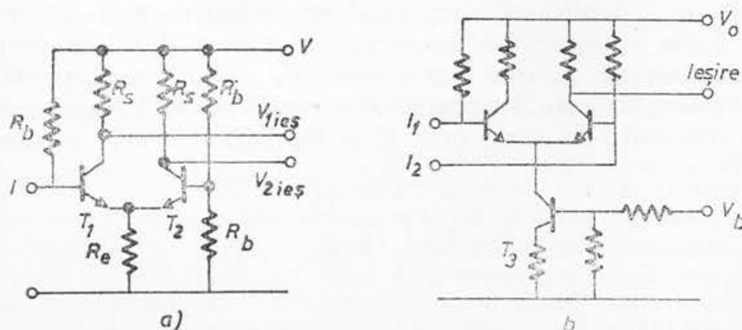


Fig. 7.24. — Amplificatoare diferențiale; I = intrare.

şi între fiecare colector şi masă. În circuitele integrate, rezistorul R_e se înlocuieşte cu un tranzistor T_3 astfel polarizat încît să funcţioneze pe porţiunea plată a caracteristicilor de colector (fig. 7.24b) pentru a obţine regimul

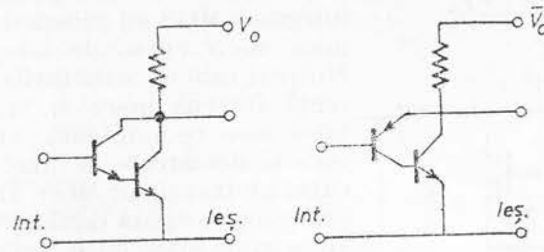


Fig. 7.25. — Circuit Darlington.

de curent constant ; aceasta este o soluţie mai ieftină în circuitele integrate în comparaţie cu realizarea unei rezistenţe mari. În practică, un amplificator complex constă dintr-un număr de etaje diferenţiale cu sursele lor de curent constant, în unele cazuri incluzînd perechea de tranzistori numită circuit Darlington. Circuite Darlington sînt reprezentate în figura 7.25. Caracteristicile principale ale unui circuit Darlington sînt valorile mari ale impedanţei de intrare şi amplificării de curent şi valoarea foarte mică a rezistenţei de ieşire cînd este folosit ca un circuit cu repetor pe emitor. Amplificatorul diferenţial din figura 7.24b are două intrări (I_1 şi I_2) şi o singură ieşire. Dacă se aplică un semnal pozitiv pe intrarea I_1, creşte curentul prin T_1 şi scade curentul prin T_2, iar la ieşire se obţine un semnal (tensiune) pozitiv. Intrarea I_1 se numeşte intrare neinversoare. Dacă se aplică un semnal pozitiv la intrarea I_2, creşte curentul prin tranzistorul T_2 şi scade tensiunea la ieşire. Intrarea I_2 se numeşte intrare inversoare, deoarece un semnal aplicat la intrare se obţine la ieşire cu sens inversat. Amplificatoarele operaţionale cu etaj diferenţial la intrare, au două intrări cu terminale separate ; intrarea neinversoare se notează cu semnul (+) iar intrarea inversoare se notează cu semnul (—). Amplificatorul operaţional produce o amplificare mare a semnalului ; el funcţionează cu reacţie negativă. Avînd coeficientul de amplificare mare, caracteristicile întregului sistem sînt determinate numai de circuitul de reacţie. O valoare precisă pentru amplificare se obţine prin reacţia rezistivă simplă. Folosind reţele de reacţie rezistiv-capacitive se realizează amplificatoare selective faţă de frecvenţă. În figura 7.26a se reprezintă un amplificator operaţional inversor. Dacă amplificarea internă, A, este foarte mare, $V_i = V_0/A$ şi V_i poate fi presupus virtual egal cu zero. Presupunînd că rezistenţa de intrare are valoarea ei ideală, curentul I va curge prin R_1 şi R_2. Luînd $V_i = 0$ se observă că

$$\frac{V_1}{R_1} = -\frac{V_0}{R_2}, \tag{7.2}$$

de unde

$$A_v = \frac{V_0}{V_1} = -\frac{R_2}{R_1},$$

unde A_v este amplificarea externă de tensiune a circuitului din figura 7.26*a*. În figura 7.26*b* este reprezentat un circuit operațional neinversor. Amplificarea de tensiune este dată de expresia

$$A_v = \frac{R_1 + R_2}{R_1}.$$

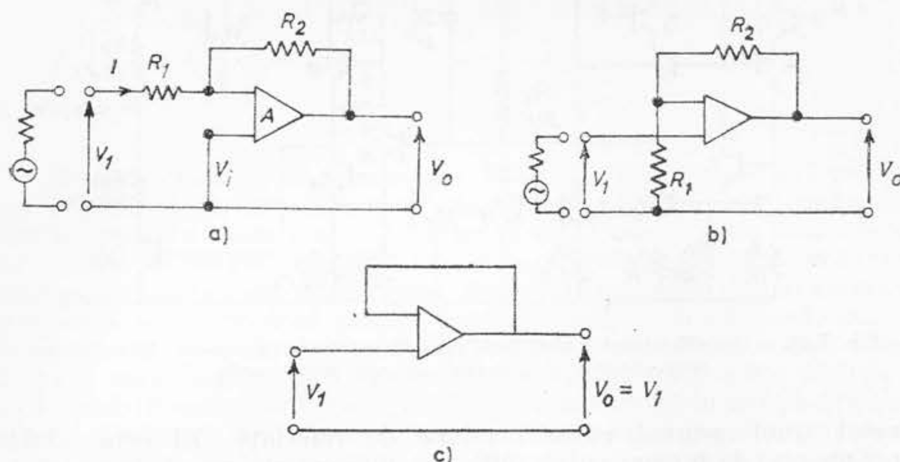


Fig. 7.26. — Amplificatorul operațional inversor (*a*), neinversor (*b*); repetorul de tensiune (*c*).

În figura 7.26*c* este reprezentat un circuit repetor de tensiune. Circuitul se comportă ca un transformator ideal de impedanță ; rezistența de intrare este aproape infinită iar rezistența de ieșire este aproape zero. Tensiunea V_0 de ieșire este egală cu tensiunea V_1 de intrare. În figura 7.27 este reprezentat un amplificator sumator de tensiune. Este un amplificator inversor (fig. 7.26*a*), în care curentul total I este dat de expresia

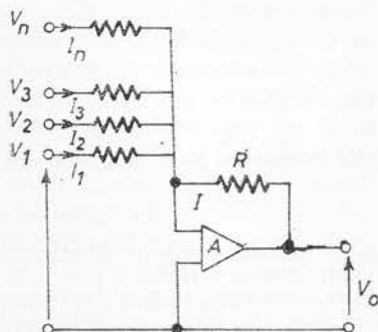


Fig. 7.27. — Amplificator, sumator de tensiune.

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \ldots + I_n,$$

adică

$$-\frac{V_0}{R} = \frac{V_1}{R} + \frac{V_2}{R} + \frac{V_3}{R} + \ldots + \frac{V_n}{R},$$

sau

$$-V_0 = V_1 + V_2 + V_3 + \ldots + V_n.$$

Parametrii unui amplificator operațional au următoarele valori tipice : rezistența R_i de intrare = 150kΩ (valoarea ideală este infinită), rezistența de ieșire R_0 = 4kΩ (valoarea ideală este zero), amplificarea de tensiune $A_v = 5 \cdot 10^4$ (valoarea ideală este infinită), produsul amplificare, lărgimea benzii de frecvență = 1MHz (valoarea ideală este infinită). În figura 7.28 este reprezentat amplificatorul

operațional μA741, fabricat la IPRS-Băneasa, cu indicativul βA741 [8,9], care are coeficientul minim de amplificare de tensiune de 25 000. Comparatorul de tensiune integrat este destinat să compare

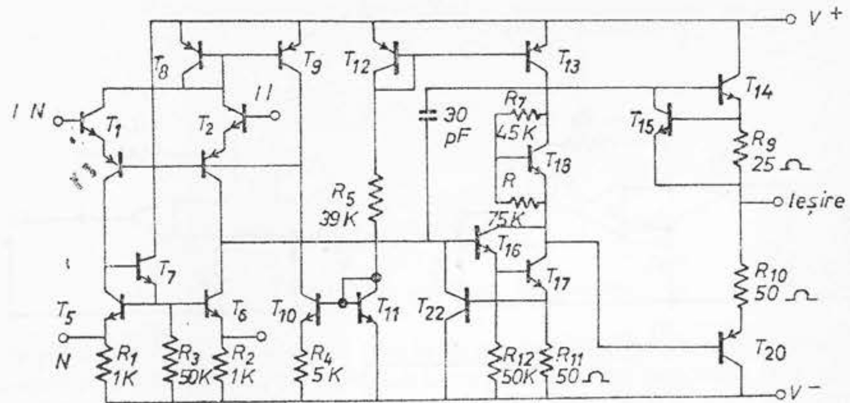


Fig. 7.28. — Amplificatorul βA741 (μA741); II = intrare inversoare, IN = intrare neinversoare, N = decalaj de nul (offset null).

nivelul unui semnal cu o tensiune de referință. El este alcătuit dintr-un etaj de intrare cu amplificator diferențial, urmat de un etaj de comandă și un etaj de ieșire proiectat de obicei să producă la ieșire nivele de tensiune comparabile cu nivelele 0 și 1 logic de la porțile logice. Aceasta, deoarece în majoritatea cazurilor practice, comparatoarele sînt urmate de circuite logice. Cele două tensiuni, de referință și de comparat, se conectează la cele două intrări ale amplificatorului. Dacă nivelul semnalului depășește tensiunea de referință, apare la ieșirea amplificatorului nivelul 1 logic, iar dacă semnalul este mai mic decît tensiunea de referință apare la ieșirea amplificatorului nivelul 0 logic. Tensiunea la ieșirea comparatorului pentru nivelul 1 logic este în jur de 4—5V, iar pentru nivelul 0 logic este în jur de zero volți.

BIBLIOGRAFIE

1. L. I. Maissel, R. Glang (Eds.), *Handbook of Thin Film Technology*, New York, McGraw-Hill, 1970 (capitolul 7).
2. L. V. Gregor, Proc-of the IEEE, **59**, 1390 (1971).
3. M. M. Schlecter et al, IEEE, **ED-17**, 1077 (1970).
4. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, București 1978 ; Electronica stării solide, Universitatea din București, 1981 (Partea a II-a).
5. D. Roddy, *Introduction to Microelectronics*, Pergamon Press, New York, 1970.
6. A. Vătășescu, M. Ciobanu, T. Cîrcu, I. Rateș, V. Gheorghiu, *Dispozitive semiconductoare*, Edit. tehnică, 1975.
7. I. Spinulescu, I. Dima, R. Pârvan, *Metode electronice în fizica experimentală*, Edit. didactică și pedagogică, București, 1975.
8. F. F. Driscoll, R. F. Coughlin, *Solid State Devices and Applications*, Prentice Hall, New Jersey, 1975 ;

I. Dancea, *Microprocesoare*, Edit. Dacia, 1979.

Capitolul 8

EFECTE CUANTICE DE DIMENSIUNE

Efectele cuantice de dimensiune, ECD [1], sînt acele efecte particulare, determinate de structura de nivele discrete a energiei electronilor care apare în groapa de potențial a cărei lărgime, d, este comparabilă cu lungimea de undă de Broglie, λ, a purtătorilor de sarcină ; energia mișcării transversale a electronilor este cuantificată. Spectrul de energie al unui asemenea sistem este descris de două numere cuantice continui și un număr cuantic discret (în afara numărului benzii) și prezintă o serie de subbenzi, fiecare subbandă corespunzînd la o valoare fixă a numărului cuantic discret. În aceste condiții energia minimă a purtătorilor de sarcină în groapa de potențial este diferită de zero și este funcție de dimensiunile gropii de potențial. Efecte cuantice de dimensiune s-au obținut în strate subțiri metalice și semiconductoare [1—5] și în stratele de inversie și de acumulare de la suprafața semiconductorilor [6, 7]. Lungimea de undă de Broglie este dată de expresia

$$\lambda = 12{,}3\text{Å} \Big/ \sqrt{\frac{m^*}{m_0}F}\,,$$

unde F este energia Fermi măsurată de la marginea inferioară a benzii de conducție, m^* masa efectivă a electronului de conducție și m_0 masa electronului liber. În metalele normale, $m^*/m_0 = 1$ și $F = 4\text{eV}$ astfel că se obține $\lambda = 5\text{Å}$. Practic, este dificil de realizat strate subțiri bune de asemenea dimensiuni. În metalele cu masă efectivă mică și concentrație mică a electronilor, $m^*/m_0 = 0{,}1$, $F = 0{,}1\text{eV}$ se obține $\lambda = 100\text{Å}$, dimensiune la care se poate realiza ușor un strat subțire cu calități bune (uniformitate, omogeneitate etc.). În bimetale, cum ar fi bismutul, $F = 0{,}01\text{eV}$, $m^*/m_0 = 0{,}01$, se obține $\lambda = 1\,000\text{Å}$, ceea ce arată că efecte cuantice de dimensiune se pot obține în strate de bismut de grosime 10^3Å. Prezența unui număr cuantic discret în spectrul de energie conduce la o dependență nemonotonă de energie a densității de stări a electronilor ceea ce determină modificarea proprietăților de transport în asemenea caz față de cazul cînd nu sînt prezente efectele cuantice de dimensiune.

Efectele cuantice de dimensiune pot fi definite ca o manifestare a modificării componentei normale a mișcării electronilor și a altor particule într-un strat subțire. Alte particule pot fi golurile, magnonii plasmonii, excitonii, fotonii etc. Avînd în vedere tehnica recentă avansată de realizare a stratelor subțiri au putut fi observate efecte cuantice de dimensiune în fenomenele de transport electric în strate subțiri de bismut [8], absorbția optică în strate de GaAs [9], spectrul de infraroșu în strate subțiri de PbTe [10, 11] tunelarea în strate subțiri metalice [12], tunelarea în

strate subţiri de SnTe [13]. O clasă de dispozitive aparte o constituie superreţelele [14] cărora le-am dedicat un capitol separat în primul nostru volum asupra dispozitivelor cu corp solid.

8.1. Consideraţii generale

Vom prezenta în acest paragraf spectrul discret de energie a electronilor situaţi în groapa de potenţial rectangulară de adîncime infinită şi de adîncime finită [15]. Considerăm la început groapa pătrată infinit de adîncă, reprezentată în figura 8.1. Mişcarea electronului este descrisă de ecuaţia Schrödinger care, neglijînd energia potenţială, este dată de expresia

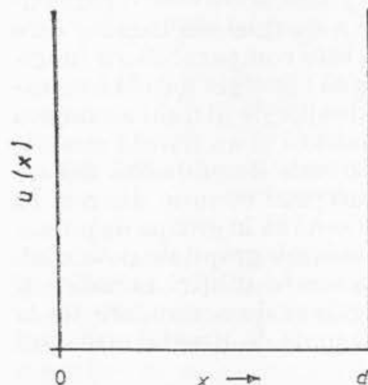


Fig. 8.1. — Groapa de energie potenţială de adîncime infinită.

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi_n}{\partial x^2} = \varepsilon_n\psi_n, \tag{8.1}$$

unde ψ_n este funcţia de undă şi ε_n—energia electronului. Bariera de potenţial fiind infinită la ambele margini, condiţiile de margine sînt $\psi_n(0) = 0$, $\psi_n(d) = 0$, unde d este lărgimea gropii de potenţial. Aceste condiţii la limită sînt satisfăcute dacă funcţia de undă este sinusoidală şi între 0 şi d există un număr întreg, n, de jumătăţi de lungimi de undă :

$$\begin{gathered}\psi_n = A\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_n}x\right), \quad d = n\left(\frac{1}{2}\lambda_n\right), \\ \psi_n = A\sin\left(\frac{n\pi}{d}x\right), \quad n = 1, 2, 3\ldots\end{gathered} \tag{8.2}$$

Se obţine pentru energie expresia

$$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2. \tag{8.3}$$

Să considerăm acum groapa de potenţial rectangulară de adîncime finită reprezentată în figura 8.2. Energia potenţială $U(x)$ este definită astfel

$$U(x) = \begin{cases} U_1, & x < a, \\ 0, & a < x < b \\ U_2, & x > b. \end{cases}$$

În funcție de valoarea energiei ε a electronului în raport cu constantele U_1 și U_2 există următoarele situații:

(1). $0 < \varepsilon < U_2$, spectru de energie discret și stări legate,

(2). $U_2 < \varepsilon < U_1$, spectru continuu nedegenerat,

(3). $\varepsilon > U_1$, spectru continuu, degenerat; reflexia și transmisia undelor.

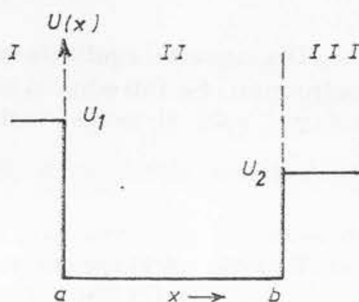


Fig. 8.2. — Groapa de energie potențială de dimensiuni finite.

Pentru scopul acestui capitol ne interesează numai primul caz, pe care-l vom prezenta în cele ce urmează. Ecuația Schrödinger în condiții staționare

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + U(x)\right)\psi = \varepsilon\,\psi, \quad (8.4)$$

are soluțiile

$$\psi(x) = \begin{cases} A_1 e^{\alpha_1 x}, & x < a, \\ A_2 \sin(k_2 x + \varphi), & a < x < b, \\ A_3 e^{-\alpha_3 x}, & x > b, \end{cases} \quad (8.5)$$

unde

$$\alpha_i = \sqrt{U_i - \varepsilon}; \quad k_i = \sqrt{\varepsilon - U_i}; \quad i = 1, 2, 3, \ldots$$

Pentru a determina constantele A_1, A_2, A_3, ne folosim de faptul că funcția de undă și prima ei derivată sînt continue în punctele de graniță. În loc de a scrie continuitatea funcției și a derivatei sale este mai comod să se scrie continuitatea funcției și a derivatei sale logaritmice. Continuitatea derivatei logaritmice fixează faza.

Condițiile de continuitate a derivatei logaritmice dau

$$k_2 \mathrm{ctg}(k_2 b + \varphi) = -\alpha_3; \quad k_2 \mathrm{ctg}(k_2 a + \varphi) = \alpha_1,$$

sau

$$\varphi = -k_2 b - \mathrm{tg}^{-1}\frac{k_2}{\alpha_3} + n\pi,$$

$$\varphi = -k_2 a + \mathrm{tg}^{-1}\frac{k_2}{\alpha_1}; \quad \mathrm{tg}^{-1} \equiv \mathrm{arc\,tg}.$$

Punînd condiția $(k_2 a + \varphi)$ să se găsească în intervalul $(-\pi/2, +\pi/2)$ φ trebuie să fie determinat pînă la un multiplu al lui π. Rezultă egalitatea

$$n\pi - k_2 b - \mathrm{tg}^{-1}\frac{k_2}{\alpha_3} = -k_2 a + \mathrm{tg}^{-1}\frac{k_2}{\alpha_1},$$

care poate fi rescrisă

$$n\pi - k_2(b-a) = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\alpha_2}{\alpha_1} + \mathrm{tg}^{-1}\frac{k_2}{\alpha_3}. \tag{8.6}$$

Din această egalitate se determină valorile proprii ε_n ale energiei electronului. Se introduc notaţiile $d = b - a$; $\beta = \sqrt{U_3}$; $\cos\gamma = \sqrt{U_3/U_1}$ $(0 < \gamma < \pi/2)$ şi noua variabilă

$$\eta = \frac{k_2}{\beta} = \sqrt{\varepsilon/U_3}. \tag{8.7}$$

Ecuaţia (8.7) poate fi rescrisă

$$n\pi - \eta\beta d = \sin^{-1}\eta + \sin^{-1}(\eta\cos\gamma). \tag{8.8}$$

Rezolvarea ei grafică este prezentată în figura 8.3. Membrul stîng al ecuaţiei (8.8) este reprezentat de segmentul de dreaptă $D_n(n = 1, 2, 3\ldots)$; el descreşte de la $n\pi$ la $n\pi - \beta d$. Cînd ε creşte de la 0 la U_3, variabila η creşte de la 0 la 1 şi membrul drept al ecuaţiei (8.8) creşte de la 0 la $\pi - \gamma$, după curba (E). Ecuaţia are soluţie atunci cînd curba (E) întretaie segmentul de dreaptă (D_n). Pentru aceasta este necesar şi suficient ca întregul n să fie suficient de mic

$$\beta d \geqslant (n-1)\pi + \gamma.$$

Pentru $\beta d < \gamma$ nu există valori proprii. Pentru $\gamma \leqslant \beta d \leqslant \pi + \gamma$ există o singură valoare proprie, ε_1. Pentru $\pi + \gamma \leqslant \beta d \leqslant 2\pi + \gamma$ există două

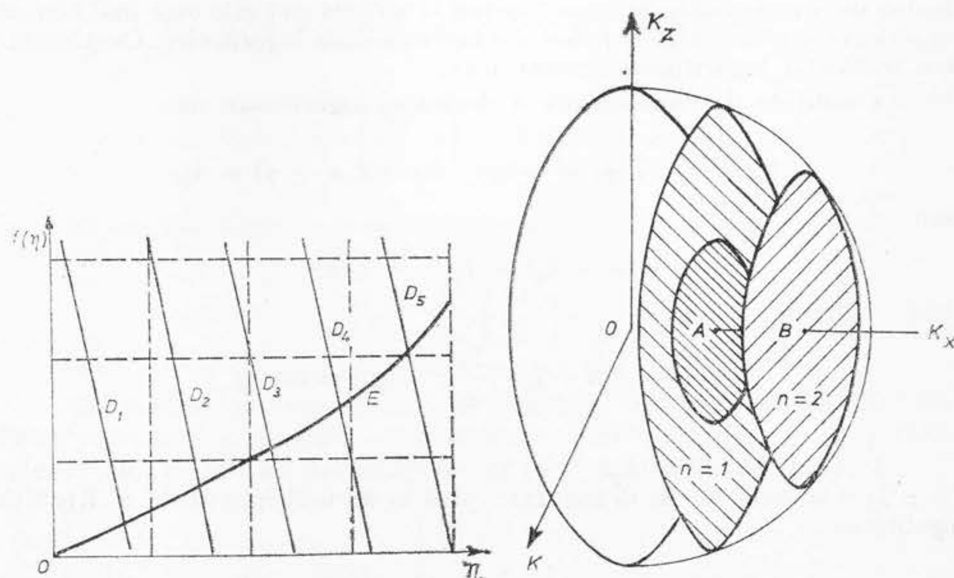


Fig. 8.3 *a*. — Găsirea grafică a valorilor proprii discrete ale energiei.

Fig. 8.3 *b*. — Stările de energie ale electronului într-un strat subţire.

valori proprii ε_1 şi ε_2. În reprezentarea grafică s-a considerat $\gamma = \pi/3$ şi $\beta d/\pi = 5$. Prin urmare, din intersecţia curbei (E) de ecuaţie

$$f(\eta) = [\sin^{-1}\eta + \sin^{-1}(\eta\cos\gamma)]/\pi$$

cu fiecare din dreptele (D_n) de ecuaţie $g(\eta) = n - (\beta d/\pi)\eta$ se găsesc valorile proprii ε_n ale energiei electronului, folosind relaţia (8.7).

8.2. Efecte cuantice de dimensiune în strate subţiri metalice

Presupunînd un strat subţire, perfect geometric, cu grosimea d în direcţia x, cu lucrul de ieşire infinit, într-un model simplu, dependenţa de x a funcţiei de undă $\psi = \Phi_n(x)\chi_{||}(y, z)$ a electronului este dată de [15, 16]

$$\Phi_n(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{d}}\right)\sin(n\pi x/d),\ n = \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm N$$

corespunzînd unei valori discrete a vectorului de undă $k_x = n\pi/d$ şi energiei cinetice

$$E_{nx} = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)(n\pi/d)^2 = (0{,}0038\text{eV})\left(\frac{m_0}{m_x}\right)\left(\frac{100\text{Å}}{d}\right)^2 n^2, \qquad (8.9)$$

unde m_x este masa efectivă a electronului în direcţia x. Energia totală a electronului se scrie

$$\bar{E} = E_{nx} + E_{||},$$

unde energia transversală $E_{||} = \hbar^2/2m^*(k_x^2 + k_y^2)$ poate lua orice valoare pozitivă; ea nu se cuantifică. Stările electronice se distribuie în strate (subbenzi) (fig. 8.3 *b*), fiecărui strat corespunzîndu-i valori determinate (discrete) ale impulsului longitudinal şi energiei longitudinale (în direcţia grosimii stratului subţire). Pe măsura creşterii concentraţiei n_0 a electronilor creşte numărul de strate ocupate cu electroni, deoarece ocuparea fiecărui strat începe de la axa k_x. De exemplu, ocuparea celui de-al doilea strat începe din punctul B, cu condiţia ca energia transversală a electronilor în primul strat să atingă valoarea $E_{||} = 3\pi^2\hbar^2/2\text{m}^*d^2$, egală cu diferenţa dintre energiile longitudinale ale primului şi celui de al doilea strat. Dacă folosim reprezentarea clasică şi considerăm că fiecărei stări electronice în strat îi corespunde o celulă de volum $(2\pi\hbar)^2$ în spaţiul fazelor, dacă $n_0 \leqslant 3\pi/2d^2$ atunci electronii nu ocupă decît stratul (subbanda) cores-

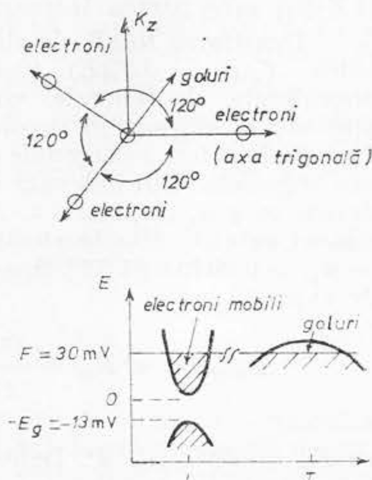


Fig. 8.4. — Structura de benzi de energie a bismutului.

punzătoare lui $n = 1$, celelalte subbenzi rămînînd libere. Pentru $d = 100$ Å această condiție dă $n_0 < 5 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, ceea ce corespunde concentrație electronilor din bismut (bimetal). În modelul parabolic elipsoidal banda de energie a electronilor în bismut conține șase jumătăți de elipsoizi de suprafață de energie constantă, fiecare fiind centrată la marginile fețelor pseudohexagonale ale zonei Brillouin (fig. 8.4). Aceste suprafețe de energie constantă au simetrie la inversie față de centrul zonei și de rotație de $\pm 120°$ în jurul axei trigonale. Masele efective ale electronilor de-a lungul axelor principale ale unui elipsoid au valorile $m_{1l} = 0{,}0115 m_0$; $m_{2e} = 0{,}00709 m_0$; $m_{3e} = 1{,}71\, m_0$. Axa principală, indexată cu 1, este înclinată cu un unghi $\theta = 6°$ față de axa trigonală. Energia, corespunzătoare unui elipsoid, raportată la axele cristalului este dată de expresia

$$E_{nk_yk_z} = n^2 E_0 + \frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{k_y^2}{m_{ye}} + \frac{\bar{k}_z^2}{m_{ze}}\right);\ n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \ldots \quad (8.10)$$

unde $E_0 = \pi^2\hbar^2/2m_{xe}d^2$, $\bar{k}_z = k_z - qn$, q_n avînd o valoare fixă pentru un n dat și masele efective

$$m_{xe} = m_{1e}\cos^2\theta + m_{3e}\sin^2\theta,$$

$$m_{ye} = m_{2e};\ m_{ze} = m_{1e}\, m_{3e}/(m_{1e}\cos^2\theta + m_{3e}\sin^2\theta),$$

unde θ este unghiul de înclinare a axei principale a elipsoidului de referință în raport cu axa trigonală. Ceilalți doi elipsoizi de referință sînt descriși tot de ecuația (8.10) rotită cu $\pm 120°$ în planul k_y, k_z. Pentru oricare din cei trei elipsoizi densitatea de stări electronice este

$$N_e'(E) = [(m_{ye}m_{ze})^{1/2}/\pi\hbar^2 d]\ [\sqrt{E/E_0}\,], \quad (8.11)$$

$[\sqrt{E/E_0}]$ este partea întreagă a $\sqrt{E/E_0}$.

Densitatea totală de stări este egală cu de trei ori această valoare, adică $N_e(E) = 3N_e'(E)$ (deoarece sînt șase jumătăți de elipsoizi). Suprafețele de energie constantă pentru banda de valență sînt jumătăți de elipsoizi de revoluție în jurul axei trigonale centrate la fiecare din cele două fețe hexagonale ale marginii zonei Brillouin. În cele ce urmează axa trigonală va fi indexată cu x iar axele binară și bisectrix vor fi indexate cu y și, respectiv, z. Axa trigonală se consideră perpendiculară pe stratul subțire. Masele efective ale golurilor sînt $m_{xh} = 0{,}758 m_0$, $m_{yh} = m_{zh} = 0{,}0676 m_0$ [1,17]. Spectrul energetic pentru stările de goluri este dat de expresia

$$E_{nk_yk_z} = n^2 E_{0h} + \frac{\hbar^2}{2}\,\frac{k_y^2 + k_z^2}{m_{yh}},\quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \quad (8.12)$$

cu $E_{0h} = \pi^2\hbar^2/2m_{xh}\, d^2$. Densitatea de stări de goluri este

$$N_h(E) = [(m_{yh}m_{zh})/\pi\hbar^2 d]\ [\sqrt{E/E_{0h}}\,]. \quad (8.13)$$

Nivelul Fermi, F, în semimetal se determină din condiția de neutralitate a sarcinii

$$\int_0^\infty N_e(E)\,(1 + e^{(E-F)/kT})^{-1}\,dE = \int_0^\infty N_h(E)\,(1 + e^{(E-\Delta+F)/kT})^{-1}\,dE, \quad (8.14)$$

unde Δ este suprapunerea benzilor (de conducție și de valență) și energiile sînt măsurate de la marginile benzilor din cristalul masiv. Deoarece densitățile de stări depind de grosimea stratului subțire și nivelul Fermi va depinde de grosimea stratului subțire. Considerăm componentele tensorului conductivității $\sigma_{\alpha\beta}$ în planul stratului subțire. Pentru un elipsoid de referință expresia conductivității este

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{-q^2}{m\hbar^2 a}\left(\frac{m_y m_z}{m_\alpha m_\beta}\right)\sum_n \int_{n^2E_0}^\infty dE\,\frac{\partial f_0}{\partial E}\,(E^2 - n^2E_0)\tau_n(E). \quad (8.15)$$

În această expresie axele principale coincid cu axele cristalului y și z și $\tau_n(E)$ este timpul de relaxare mediat după unghiuri, pe o elipsă notată cu n. Pentru banda de valență, $m_\alpha = m_\beta = m_y = m_z$ și contribuția golurilor la conductivitate este dată de expresia de mai sus. Pentru banda de conducție este convenabil să se folosească

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_h,$$

$$\sigma_h = -\frac{q^2}{\pi\hbar d}\sum_n \int_{n^2E_{0h}}^\infty dE\,\frac{\partial f_{0h}}{\partial E}\,(E - n^2E_{0h})\,\tau_{nh}(E), \quad (8.16)$$

$$\sigma_e = -\frac{3q^2}{2\pi\hbar^3 d}\,\frac{m_y + m_z}{(m_y m_z)^{1/2}}\sum_n \int_{n^2E_{0h}}^\infty dE\,\frac{\partial f_0}{\partial E}\,(E^2 - n^2E_{0e})\tau_n(E).$$

Pentru timpul de relaxare se consideră două posibilități : (a) $\tau_n(E) = \tau_{n0} =$ constant și (b) $\tau_n(E)$ este invers proporțional cu densitatea de stări, $\tau_n(E) \sim a(m_y m_z)^{-1/2}/\sqrt{(E/E_0)}$. Cazul (a) simplifică calculele și nu conduce la efecte cuantice de dimensiune. Al doilea caz este mai realist : pentru o valoare mai mare a densității de stări un purtător într-o stare dată are la dispoziție mai multe stări disponibile pentru împrăștiere și timp de relaxare mai mic.

Considerăm un strat subțire cu suprafața pătrată ($L_y = L_z = L$). Curentul dat de purtătorii care se deplasează în direcția z este

$$I = -2q\sum_\alpha < v_z >_\alpha [f(\alpha) - f_0(\alpha)], \quad (8.17)$$

unde factorul 2 se introduce datorită degenerării de spin, iar α specifică starea particulei cu componenta $<v_z>_\alpha$ a vitezei de grup. Funcția de distribuție $f(\alpha)$ diferă de funcția de distribuție $f_0(\alpha)$ datorită cîmpului electric și mecanismelor de împărștiere. Pentru stratul subțire izolat starea indexată cu α coincide cu starea (n, k_y, k_z) și conductanța pentru curentul

paralel cu direcţia z (colinear cu gradientul de potenţial) este dată de

$$\sum_{zz} = \frac{-q^2 L}{\pi\hbar^2}\left(\frac{m_y}{m_z}\right)^{1/2}\sum_n \int_{n^2E_0}^{\infty} \mathrm{d}E\,\frac{\partial f_0}{\partial E}\,(E - n^2E_0)\,\tau_n(E). \tag{8.18}$$

Considerăm că se aplică un cîmp electric static perpendicular pe stratul subţire. Cîmpul este ecranat de către sarcina din strat care se redistribuie. Ecuaţia (8.17) pentru curentul în planul stratului subţire nu se schimbă ca formă. Totuşi, stările particulelor sînt modificate de către cîmp prin ecranarea interiorului stratului subţire. Starea indexată cu α nu mai coincide cu starea (n, k_y, k_z). Pentru calculul efectului ecranării asupra stărilor electronice se foloseşte aproximaţia Thomas-Fermi. Cîmpul electrostatic duce la curbarea benzilor de energie. Conductivitatea variază datorită distorsiunii locale a nivelelor de energie. Aproximaţia Thomas-Fermi este locală şi în folosirea acestei aproximaţii se introduce noţiunea de conductivitate locală. Corespunzător cîmpului $\mathscr{E}$ de încărcare, relativ slab, care se aplică perpendicular pe stratul subţire, există un potenţial electrostatic care modifică local energia stării $E_{nk_yk_z}$

$$E'_{nk_yk_z} = E_{nk_yk_z} - qV(x), \tag{8.19}$$

unde $V(x)$ este potenţialul selfconsistent care apare datorită cîmpului electric aplicat şi se determină rezolvînd ecuaţia Poisson

$$\frac{\mathrm{d}^2V}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon}, \tag{8.20}$$

unde $\rho(x)$ este densitatea de sarcină spaţială indusă de către cîmp. Ea se exprimă în funcţie de densitatea de stări de energie a electronilor şi golurilor, prin relaţia

$$\rho(x) = -q\left\{\frac{3(m_{ye}m_{ze})^{1/2}}{\pi\hbar^2 d}\int_{-qV(x)}^{\infty}\mathrm{d}E\left[\frac{E+qV(x)}{E_{0e}}\right]^{1/2}(1+\mathrm{e}^{(E-F)/kT})^{-1} - \right.$$

$$\left. -\frac{(m_{yh}m_{zh})^{1/2}}{\pi\hbar^2 d}\int_{qV(x)}^{\infty}\mathrm{d}E\left[\frac{E-qV(x)}{E_{0h}}\right]^{1/2}(1+\mathrm{e}^{(E-\Delta+F)/kT})^{-1}\right\}.$$

Astfel, ecuaţia Poisson devine neliniară şi poate fi rezolvată numeric pentru $V(x)$ corespunzător unui cîmp electric aplicat de intensitate $\mathscr{E}$ la $x = 0$. Conductivitatea poate fi evaluată local în fiecare punct al stratului subţire, expresiile (8.16) fiind modificate cu potenţialul astfel determinat. Ele devin

$$\sigma_h(x) = -\frac{q^2}{\pi\hbar^2 d}\sum_n\int_{n^2E_{0h}+qV(x)}^{\infty}\mathrm{d}E\,\frac{\partial f_{0h}}{\partial E}\,[E - qV(x) - n^2E_{0h}]\,\tau_{nh}[E - qV(x)],$$

$$\sigma_e(x) = -\frac{3q^2}{2\pi\hbar^2 d}\,\frac{m_y+m_z}{(m_ym_z)^{1/2}}\sum_n\int_{n^2E_{0e}-qV(x)}^{\infty}\mathrm{d}E\,\frac{\partial f_{0e}}{\partial E}\,[E + qV(x) -$$

$$- n^2E_{0e}]\,\tau_{ne}[E + qV(x)]. \tag{8.21}$$

Pentru $L_y = L_z$ conductivitatea stratului este dată de

$$G = \int_0^d [\sigma_e(x) + \sigma_h(x)]\, dx. \qquad (8.22)$$

Această integrală se poate evalua numeric.

Prezența efectelor cuantice de dimensiune poate fi înțeleasă calitativ astfel : pentru o grosime a stratului subțire judicios aleasă și $T = 0$, nivelul Fermi se află în vecinătatea apropiată a unei trepte în densitatea de stări electronice (se neglijează efectul golurilor). Prin aplicarea unui cîmp electric, treapta în densitatea de stări se deplasează, în scara energiei, sub nivelul Fermi. Timpul de relaxare

$$\tau_n \sim \frac{1}{[(F - qV)/E_{0e}]^{1/2}}$$

se micșorează semnificativ și se micșorează și conductivitatea, în această regiune, a stratului. Creșterea în continuare a cîmpului electric conduce la micșorarea în continuare a conductanței. Ne putem aștepta la o descreștere abruptă a conductanței peste care se suprapune efectul liniar al cîmpului. Rezultatele s-au obținut calculînd numeric [2] ecuațiile (8.20) — (8.22), nivelul Fermi determinîndu-se din condiția de neutralitate. Calculele au fost făcute la 0K. Efectele cuantice de dimensiune asupra efectului cîmpului electric se pot discerne pentru acele grosimi ale stratului subțire pentru care nivelul Fermi se află în apropierea treptei densității electronice de stări. Aceste regiuni se pot localiza din cunoașterea dependenței de grosime a conductanței la $T = 0$K, în absența unui cîmp electric transversal. Această dependență este reprezentată în figura 8.5 ; rezultatele au fost obținute presupunînd că timpul de relaxare este invers proporțional cu densitatea de stări. La acele valori ale grosimii stratului pentru care conductanța este discontinuă, nivelul Fermi coincide cu o treaptă în densitatea de stări electronice. În graficul prezentat aceste valori sînt de 44,67 și 90 nm. Pentru grosimi ale stratului depărtate de aceste valori de treaptă, efectul cîmpului asupra lui G este liniar. În figura 8.6 sînt reprezentate efectele cuantice de dimensiune pentru o probă cu grosimea de 66 nm. Linia

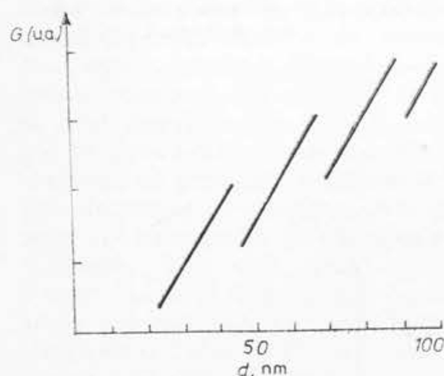


Fig. 8.5. — Conductanța stratului subțire în unități arbitrare în funcție de grosimea acestuia la $T = 0$K.

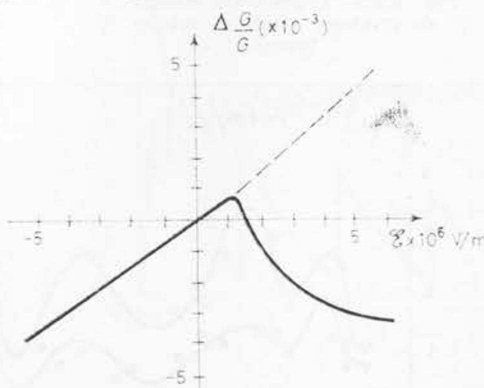


Fig. 8.6. — Variația fracționară a conductanței stratului subțire pentru o probă cu $d = 66$nm.

întreruptă reprezintă cazul cînd timpul de relaxare se presupune constant ; în această situaţie efectul cîmpului este liniar. Curba plină reprezintă cazul cînd timpul de relaxare este invers proporţional cu densitatea de stări. Se observă o abatere abruptă de la liniaritate ceea ce confirmă presupunerile de mai sus. Pentru această valoare a lui d, 66nm, panta $G_0^{-1}\, dG/d\mathscr{E}$ la $\mathscr{E} = 0$ este pozitivă. Calculele pentru $d = 67$ nm au dat această pantă negativă. Din calcule a reieşit că efectele cuantice de dimensiune asupra cîmpului electric dispar la 77K. Am descris pînă aici din punct de vedere teoretic efectele cuantice de dimensiune asupra efectului cîmpului static perpendicular pe stratul subţire. Menţionăm că un asemenea efect nu a fost pus încă în evidenţă experimental [18]. Însă, în bismut au fost puse în evidenţă efectele cuantice de dimensiune asupra rezistivităţii, magnetorezistenţei şi coeficientului Hall [19]. În figurile 8.7–8.9 se reprezintă dependenţa de grosimea stratului de bismut a rezistivităţii, magnetorezis-

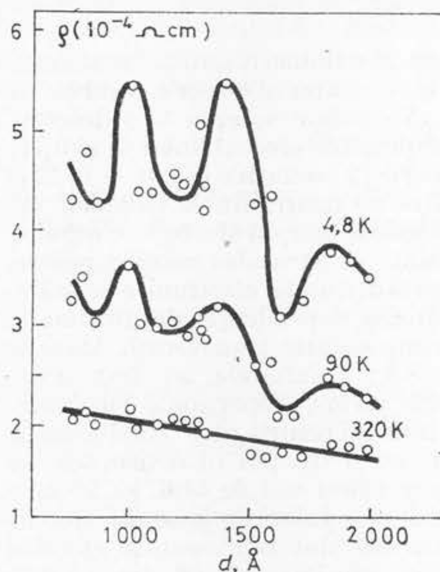


Fig. 8.7. — Dependenţa rezistivităţii de grosimea stratului subţire de bismut.

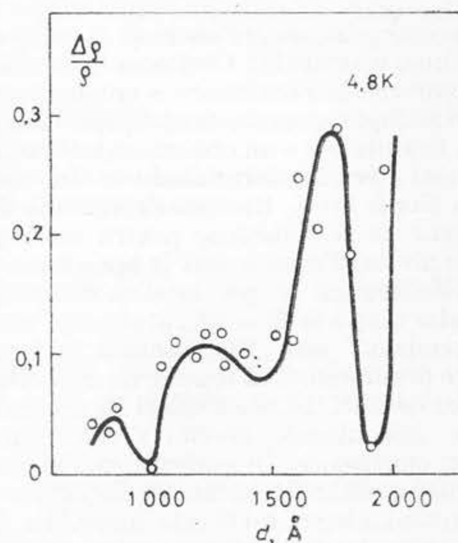


Fig. 8.8. — Dependenţa magnetorezistenţei de grosimea stratului subţire de bismut.

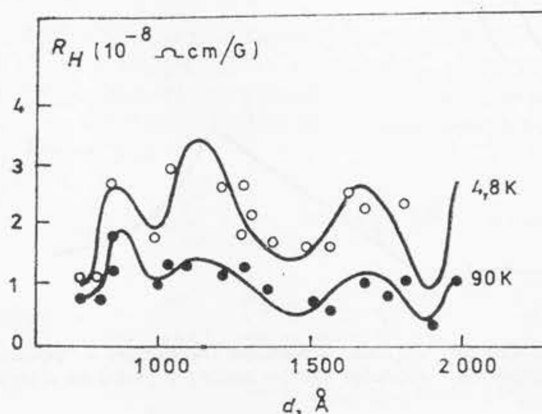


Fig. 8.9. — Dependenţa constantei Hall de grosimea stratului subţire de bismut.

tenței și, respectiv, constantei Hall. În aceste experiențe stratele subțiri de bismut au fost crescute epitaxial pe un substrat de mică încălzit, prin evaporare într-un sistem cu vid ultraînalt realizat cu ajutorul unei pompe ionice. Substratele de mică au fost clivate în apă deionizată, apoi, înainte de a fi montate în sistemul de evaporare picăturile de apă se îndepărtează de pe ele cu ajutorul unui jet de azot gazos. Puritatea bismutului folosit a fost de 99,9999 %. În timpul evaporării presiunea a fost de $(1-5) \cdot 10^{-8}$ torr, temperatura substratului a fost în jur de 110°C și rata de evaporare în jur de 1Å/s. Rata de evaporare și grosimea substratului au fost urmărite în timpul evaporării cu ajutorul unui monitor de grosime cu oscilator de cuarț ; grosimea stratelor a fost verificată apoi cu ajutorul unui interferometru optic. Studiile de raze X și de difracție de electroni au arătat că stratele de bismut au structură policristalină, cu cristalitele (de dimensiuni de 1μm) orientate la fel, cu axa trigonală a bismutului perpendiculară pe suprafața substratului. Valorile lui ρ, R_H și $\Delta\rho/\rho$ s-au măsurat într-un criostat la temperaturi între 4,8 și 320K. Curentul electric utilizat a fost de 100 μA, iar cîmpul magnetic în cazul măsurării lui R_H și $\Delta\rho/\rho$ a fost de 1 kG și, respectiv, 3 kG. Asemenea măsurători au fost făcute ,,in situ", adică realizarea și măsurarea stratelor s-a făcut în aceeași incintă, fără să se deplaseze proba din locul unde a fost preparată. În experiențele prezentate în figurile 8.7—8.9, stratele au fost scoase din incinta de evaporare pentru a se efectua pe ele măsurătorile. Se observă că ρ, $\Delta\rho/\rho$ și R_H oscilează cu variația grosimii stratelor, cu perioada 400Å. Oscilațiile lui ρ și $\Delta\rho/\rho$ sînt în opoziție de fază deoarece aceste mărimi au dependență inversă de mobilități. În forma cea mai simplă se scrie

$$\rho = \frac{1}{nq(\mu_n + \mu_p)}; \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = (\mu_n\mu_p)B^2, \quad R_H = -\frac{\mu_n - \mu_p}{nq(\mu_n + \mu_p)}$$

relații ce pot fi utilizate pentru o discuție calitativă deoarece bismutul nu este un material izotrop. μ_n și μ_p sînt mobilitățile electronilor și, respectiv, golurilor. Amplitudinea oscilațiilor descrește cu creșterea temperaturii și la 300K rezistivitatea devine funcție monotonă de grosime. Comportarea oscilatorie la temperaturi joase a coeficienților de transport se datorează efectelor cuantice de dimensiune și în special oscilației mobilității purtătorilor de sarcină cu variația grosimii stratului. Așa cum se observă din ecuațiile (8.11) și (8.13) densitatea de stări de energie în apropierea nivelului Fermi oscilează cu grosimea stratului subțire deoarece, cu creșterea grosimii acestuia subbenzile de energie traversează, una cîte una, nivelul Fermi. Această dependență oscilatorie a densităților de stări de grosimea stratului este reprezentată în figura 8.10 [20]. Deoarece timpul de relaxare depinde de densitatea de stări și mobilitatea purtătorilor

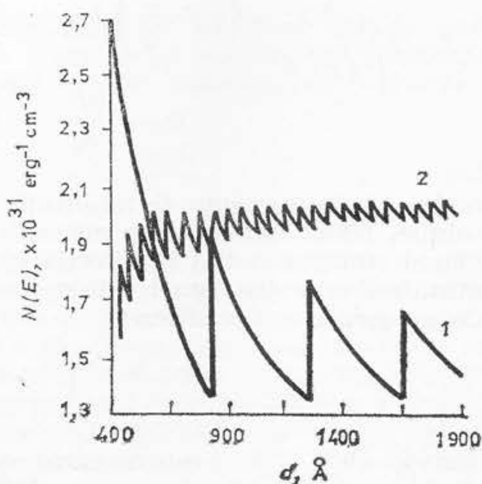


Fig. 8.10. — Dependența densității de stări electronice (1) și de goluri (2) de grosimea stratului subțire.

de sarcină depinde de timpul de relaxare, aceasta oscilează cu grosimea stratului subțire, și prin urmare, și coeficienții de transport au o asemenea comportare. Un rezultat teoretic pentru conductanță a fost reprezentat în figura 8.5.

8.3. Fenomene de cuantificare în cîmp magnetic

Cînd se combină cuantificarea de dimensiune cu cuantificarea în cîmp magnetic apar efecte calitativ noi. Cele două cuantificări considerate separat sînt reprezentate în figurile 8.11. *a* și *b*. Pentru un strat subțire

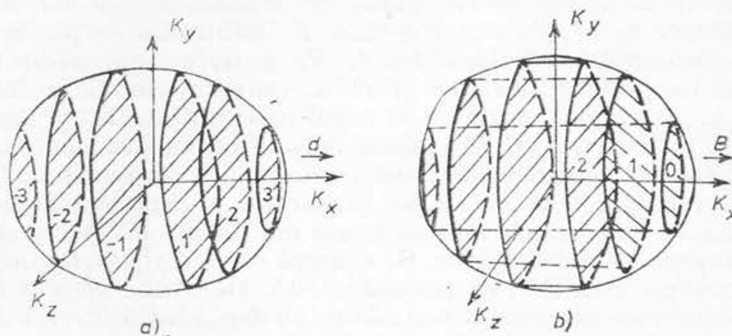


Fig. 8.11. Cuantificarea energiei electronilor în spațiul vectorului de undă : *a* — de către dimensiune ; *b* — de către cîmpul magnetic.

cu grosimea d în direcția x energia cuantificată este dată de expresia (8.10). Pentru un cristal situat într-un cîmp magnetic intens de inducție B în direcția x, energia cuantificată este dată de expresia

$$E_{sk_x} = \left(s + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x}; \quad s = 0,\ 1,\ 2, \ldots$$

$$\omega_c = \frac{qB}{m_t}; \quad m_y = m_z = m_t, \tag{8.23}$$

unde ω_c este frecvența de rezonanță ciclotron. Considerăm acum un strat subțire, plasat într-un cîmp magnetic puternic, orientat perpendicular pe planul stratului (adică în direcția k_x). În acest caz spectrul de energie a purtătorilor devine complet discret, adică energia E devine funcție numai de numere cuantice discrete,

$$E = \hbar\,\omega_c\left(s + \frac{1}{2}\right) + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_x d^2}\,n^2, \tag{8.24}$$

unde $s = 0, 1, 2, 3\ldots$ este numărul cuantic magnetic (numărul benzii Landau) iar $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$ — numărul cuantic de dimensiune. În coordonate $k_x = (\pi/d)n$, spectrul de energie $E(k_x)$ apare ca un număr de puncte separate aranjate de-a lungul benzii Landau corespunzătoare (Fig. 8.12). Combinarea cuantificării de dimensiune cu cuantificarea în cîmp magnetic dă noi posi-

bilități de cercetare a structurii spectrului de energie a electronilor. De exemplu, datorită spectrului de energie discret, spectrul de absorbție optică se prezintă sub formă de linii. Măsurarea pozițiilor liniilor de absorbție permite în principiu să se reconstruiască forma benzilor Landau corespunzătoare diverselor valori ale numărului cuantic magnetic. Pentru analiza spectrului de absorbție este necesar să se ia în considerare regulile de selecție. Pentru un model de strat subțire semiconductor cu o schemă de benzi standard, plasat într-un cîmp magnetic, regulile de selecție pentru tranziții optice între benzi sînt : $s^{(1)}= s^{(2)}$, $n^{(1)}= n^{(2)}$, $k_y^{(1)}= k_y^{(2)}$, unde indicele 1 se referă la banda de valență și indicele 2 la banda de conducție, k_y este componenta vectorului de undă al electronului în direcția y. Potențialul vector al cîmpului magnetic H se presupune că are valorile $A_x = A_z = 0$, $A_y = - H_x$. De asemenea, este interesant studiul efectelor de oscilație. Se cunoaște că într-o probă masivă, perioada oscilațiilor mărimilor termodinamice ale unui gaz Fermi degenerat situat în cîmp magnetic este determinată de aria secțiunilor transversale externe ale suprafeței Fermi. Secțiunile neexterne sînt legate de partea monotonă a potențialului termodinamic și ariile acestor secțiuni transversale nu pot fi determinate studiind efecte de tipul efectului de Haas-Van Alphen. Într-un strat subțire situația este cu totul alta. Numărul de secțiuni ale suprafeței Fermi permis prin cuantificarea de dimensiune este mic (fig. 8.11 *a*). În acest caz fiecare din secțiunile permise acționează ca o secțiune externă, adică aduce o contribuție la partea oscilatorie a potențialului termodinamic a cărei frecvență este determinată de aria secțiunii transversale luată în considerare. Relația dintre perioada de oscilație și aria secțiunii transversale a secțiunii (neexterne) corespunzătoare poate fi determinată după cum urmează. Potențialul termodinamic Ω al unui strat subțire plasat într-un cîmp magnetic normal pe acesta este

$$\Omega = - kT \frac{L_y L_z}{\pi \hbar} qB \sum_s \sum_n \ln \left(1 + \exp \frac{F - E_{s,n}}{kT} \right), \qquad (8.25)$$

unde L_y și L_z sînt dimensiunile probei în planul stratului. Aria în spațiul k, $A(E, k_x)$ a secțiunii transversale a suprafeței izoenergetice intersectată de planul $k_x = (\pi/d)$ pentru un strat subțire considerat ca o groapă de potențial cu pereții infiniți este

$$A(E,\ k_z) = (s + \gamma) \frac{2\pi qB}{\hbar c} \qquad (8.26)$$

unde γ este un număr care variază între 0 și 1 ; se presupune că planul de simetrie a suprafeței Fermi este paralel cu planul stratului subțire. Pentru valori mari ale lui s, condiția de cuantificare stabilită nu impune limitări asupra numărului cuantic n de dimensiune. Folosind valori mici ale lui n este posibil să determinăm ariile secțiunilor neexterne. Efectuînd sumarea după s în relația (8.25) cu ajutorul formulei Poisson și luînd în considerare numai prima armonică se obține perioada oscilațiilor valorilor termodinamice pentru o secțiune permisă pentru o grosime dată a stratului subțire și cîmp magnetic variabil

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right)_n = \frac{2\pi q}{\hbar c A_n(F)}, \qquad (8.27)$$

unde $A_n(F)$ este aria unei secţiuni transversale permise a suprafeţei Fermi corespunzătoare numărului cuantic n. Procedînd în acelaşi mod se poate găsi o expresie pentru perioada de oscilaţie a mărimilor termodinamice pentru cîmp magnetic constant şi grosime variabilă a stratului. În acest caz sumarea în relaţia (8.25) se face după indicele n. Valorile minime posibile ale lui n sînt determinate de condiţiile de aplicabilitate ale formulei Poisson. Perioada Δd_s este

$$\Delta d_s = \frac{\pi}{k_x(s)},$$

unde $k_x(s)$ este componenta vectorului de undă Fermi după direcţia x, corespunzătoare unei subbenzi magnetice cu numărul cuantic s (jumătatea din dreapta a cilindrului din fig. 8.11*b*). Prin urmare, măsurarea caracteristicilor oscilaţiilor în fiecare caz considerat (grosime fixă sau cîmp magnetic constant) şi combinarea lor dă în principiu posibilitatea reconstruirii suprafeţei Fermi.

8.4. Studiul efectelor cuantice de dimensiune în strate subţiri cu ajutorul efectului tunel

Pentru studiul efectelor cuantice de dimensiune cu ajutorul efectului tunel s-au realizat structuri metal-oxid-metal în care unul din electrozi este un strat subţire metalic (Au, Ag, Pb, Mg, etc) care îndeplineşte condiţiile pentru manifestarea efectelor cuantice de dimensiune [11]. Stratele de oxid au fost preparate de asemenea dimensiuni ca să poată susţine potenţiale de polarizare de cîţiva volţi fără să se străpungă. Rezultatele experimentale asupra caracteristicilor curent-tensiune precum şi asupra caracteristicilor dI/dV şi d^2I/dV^2 în domeniul $4 \div 77$K au pus în evidenţă cuantificarea de dimensiune a energiei electronilor. În asemenea experienţe intervin aşanumitele „nivele comensurate de energie". În acest paragraf vom prezenta mai întîi unele rezultatele teoretice despre efectul tunel în asemenea structuri, vom vorbi despre nivelele comensurabile şi apoi vom prezenta detalii asupra experienţelor şi rezultatelor acestora. Curentul tunel la $T = 0$ în starea cuantică n, pe direcţia x, se obţine folosind expresia standard (vezi capitolul 4) în care se introduce o funcţie δ care leagă energia totală de energia transversală

$$j_n(V) = \frac{2q}{h}\int_{F-qV}^{F} dE\int_0^E \rho_\perp(E_\perp)\, T(E, E_\perp)\, \delta(E - E_\perp - E_{nx})\, dE, \quad (8.28)$$

unde energia E se măsoară de la marginea inferioară a benzii de conducţie a electrodului subţire, $\rho_\perp(E_\perp)$ este densitatea de stări pe unitatea de energie pentru mişcarea perpendiculară pe direcţia de tunelare, T este probabilitatea de tunelare. Rezumîndu-ne la cazul electronilor liberi, $\rho_\perp(E_\perp)$ (în spaţiul cu două dimensiuni) are valoare constantă pentru $E > E_{nx}$ şi $T(E, E_\perp)$ devine funcţia $T(E - E_\perp)$ care depinde numai de componenta longitudinală a energiei în direcţia de tunelare, $E_{nx} = E - E_\perp$ şi, prin urmare, este constantă pentru un număr cuantic, n, dat : poate exista o dependenţă slabă de tensiune V de polarizare, pe care o neglijăm. Datorită naturii bidi-

mensionale a stării finale exprimată de relația $E = E_{\perp} + E_{nx}$ integrarea pe energia perpendiculară este limitată la o valoare, $E_{\perp} = E - E_{nx}$. Astfel,

$$j_n(V) = \frac{2q}{h} T(E_{nx}) \int_{F-qV}^{F} \rho_{\perp}(E - E_{nx})\, \mathrm{d}E. \tag{8.29}$$

Pentru tensiune V, pozitivă, aplicată la electrodul subțire, conductanța are valorile

$$\frac{\mathrm{d}j_n}{\mathrm{d}V} = \begin{cases} \frac{2q}{h} T(E_{nx})\rho_{\perp}, & qV \geqslant E_{nx} - F, \\ 0, & qV < E_{nx} - F. \end{cases} \tag{8.30}$$

Conductanța este compusă din trepte egal spațiate, așa cum se reprezintă în figura 8.13 (curba plină). În realitate este de așteptat o caracteristică cu vîrfuri, așa cum este reprezentat cu linie întreruptă pe figură. Aceasta s-ar datora structurii granulare a stratului subțire care conține granule (de dimensiuni mici) adiacente, diferite ca mărime precum și variației rapide a vitezei de grup $(1/\hbar)\ \partial E_{\perp}/\partial k$ pentru mișcarea perpendiculară pe direcția de tunelare; $E_{\perp}$ este luată la marginea inferioară a benzii considerate. O problemă care apare în asemenea studii este cea a neuniformității suprafeței stratului subțire. O variație Δd a grosimii stratului dă o deplasare ΔE_n a nivelelor energetice

$$\Delta E_n = -2(\Delta d/d)E_n. \tag{8.31}$$

Distanța dintre două nivele pentru n mare este

$$\delta E_n = (2/n)E_n. \tag{8.32}$$

Pentru a observa aceste nivele trebuie îndeplinită condiția

$$\frac{1}{2}\ \delta E_n > \Delta E_n,$$

sau

$$\frac{\Delta d}{d} < \frac{1}{2n}\ . \tag{8.33}$$

Pentru $n = 100$ această condiție corespunde la o abatere de 1% a grosimii suprafeței de la valoarea ei medie ceea ce corespunde, în situațiile practice, unui strat atomic. Aceasta este o cerință grea de satisfăcut. Variațiile grosimii stratului cristalin nu sînt continui ci trebuie să corespundă la un număr întreg de constante ale rețelei. Straturile subțiri [22] sînt compuse dintr-o rețea de granule individuale, fiecare granulă fiind orientată cu aceeași axă cristalină perpendiculară pe substrat. Grosimea variază puțin de la o granulă la alta și nu este exclusă nici posibilitatea de variație a grosimii unei granule. Fiecare secțiune a stratului are o grosime $d = Na$, unde a este constanta rețelei și N — numărul de strate atomice ale secțiunii. Stratul subțire este un ansamblu de secțiuni cu valori diferite ale lui N

și numărul nivelelor de energie este egal cu suma tuturor nivelelor secțiunilor existente. Se presupune că dimensiunile laterale ale fiecărei secțiuni sînt suficient de mari, astfel ca să poată fi aplicată descrierea unidi-

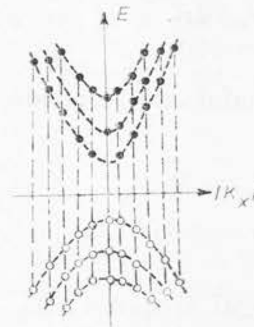


Fig. 8.12 — Spectrul de energie discret al purtătorilor într-un strat subțire situat într-un cîmp magnetic cuantificator.

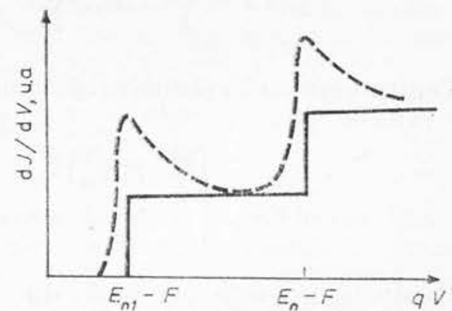


Fig. 8.13. — Conductanța tunel, dJ/dV, pentru cazul prezenței a două nivele cuantice vecine.

mensională. În ciuda neuniformității stratului există stări de energie corespunzătoare unui anumit vector de undă, dar corespunzătoare la diverse valori ale lui n, a căror nivele de energie coincid. Acestea se numesc stări comensurabile și sînt stările pentru care lungimea de undă a electronului este comensurabilă cu constanta rețelei cristaline. Deducerea teoretică a densității nivelelor comensurabile se face astfel. Se presupune, ca și mai înainte, că groapa de potențial este suficient de adîncă astfel că funcțiile de undă se anulează la pereții (marginile) acesteia. Pentru fiecare secțiune (regiune) a stratului subțire nivelele de energie sînt determinate de condiția $k_x = n(\pi/d)$, $n = 1, 2, 3, \ldots$ însă de astă dată $d = Na$, $N = 1, 2, 3 \ldots$ și prin urmare,

$$E_n(N) = \frac{\hbar^2}{2m_x}\left(\frac{n\pi}{Na}\right)^2. \tag{8.34}$$

Dacă există un ansamblu de un număr mare de secțiuni cu N diferit între ele este necesar să facem o medie peste ele folosind o funcție de distribuție, $P(N)$, a grosimilor secțiunilor stratului subțire. Fiecare secțiune (regiune) a stratului se presupune perfect netedă. În experiențele efectuate s-a considerat o abatere de $+5\%$ în jurul valorii 100 a lui N mediu. Se presupune că $P(N)$ este o funcție gaussiană

$$P(N) = P_0 e^{-\alpha(\bar{N}-N)^2}, \tag{8.35}$$

unde $(\alpha)^{-1/2}$ este parametrul de lărgime a distribuției, care se determină experimental și $\bar{N}$ este numărul mediu de strate atomice din stratul subțire. Este necesar, de asemenea, să considerăm că nivelele nu sînt distribuite după o funcție δ ci, datorită efectului timpului de viață, un nivel are o lărgime, $\hbar/\tau$, finită. Distribuția după energie a nivelelor este dată de formula lui Lorentz

$$\rho(E - E_{n,N}) = \frac{2}{\pi}\,\frac{\tau/\hbar}{1 + (E - E_{n,N})^2\tau^2/\hbar^2}, \tag{8.36}$$

unde τ este timpul de viață al unei stări individuale, presupus independent de n, și $\int_{-\infty}^{\infty} \rho dE = 1$. Timpul de viață este timpul necesar ca un electron să tuneleze înapoi prin stratul de oxid, la electrodul opus. Pentru fiecare valoare a lui N, va exista o serie de astfel de stări și distribuția R a stărilor pentru întreg ansamblul de secțiuni poate fi definită de expresia

$$\mathcal{R}(E) = \sum_N \sum_n \rho(E - E_{n,N})P(N), \qquad (8.37)$$

unde $P(N)$ definită de ecuația (8.35), descrie neuniformitatea stratului. Acest procedeu este echivalent cu a suprapune un număr mare de serii de nivele energetice care au aproximativ aceeași distanță între nivele (o serie de nivele corespunde unei secțiuni a stratului). Se vor selecta acele stări, numite stări comensurabile, pentru care seriile individuale de nivele se vor alinia la aproximativ același nivel energetic ; densitatea acestor stări fiind mare, ele vor putea fi puse în evidență experimental. Analizînd ecuația (8.37) în cazul modelului electronilor liberi, ne concentrăm asupra stărilor al căror vector de undă în zona redusă este $k=(S/Q)(\pi/a)$, unde $(S/Q) = n/N$ este un număr rațional ireductibil. Cel mai ușor se observă valorile cele mai mici ale lui Q, dar au fost observate în unele cazuri și valori pentru $Q > 5$. În figura 8.14 este reprezentată o schemă simplă a zonei reduse a unui metal cu cîteva puncte comensurabile notate prin valorile lui S/Q, Așa cum este reprezentat, $Q =$

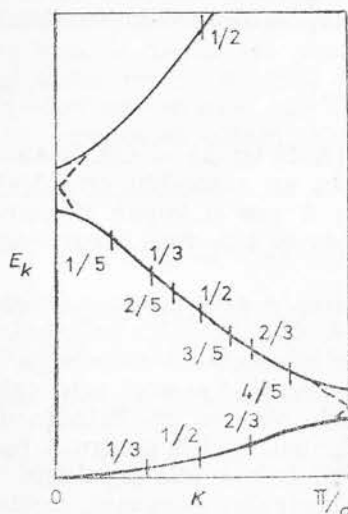


Fig. 8.14. — Energia în funcție de vectorul de undă pentru o direcție într-un metal simplu unde sînt indicate prin valorile lor S/Q cîteva puncte comensurabile.

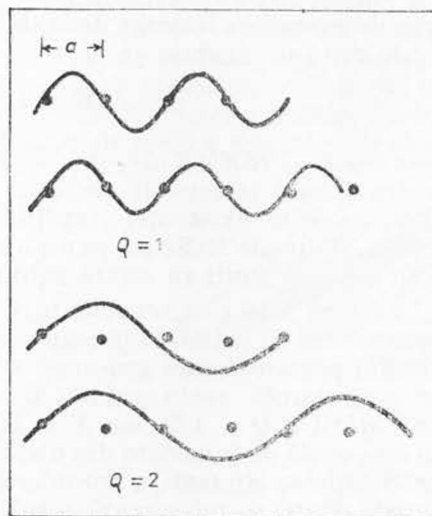


Fig. 8.15. — Funcțiile de undă staționare ale electronilor într-un metal pentru $Q = 1$ și $Q = 2$.

$= 1$ corespunde stărilor de la marginea benzii iar $Q = 2$ corespunde stărilor de la jumătatea zonei. Semnificația fizică a stărilor comensurabile se poate înțelege urmărind figura 8.15, unde este reprezentată funcția de

undă a electronilor pentru $Q = 1$ și $Q = 2$. Pentru electronii cu vectorul de undă în apropierea punctului $Q = 1$, $\lambda = 2a$, și adăugarea a încă unui strat atomic dă aceeași stare energetică. Pentru electronii cu vectorul de undă în apropierea punctului $Q = 2$, $\lambda = 4a$ și adăugarea a două strate atomice dă aceeași stare energetică. Acesta este mecanismul de bază care duce la gruparea stărilor energetice în jurul unor stări comensurabile. Starea $Q = 1$ poate satisface întotdeauna condiția de margine indiferent de valoarea lui N; există totdeauna o stare de această energie, indiferent de grosimea cristalului. Starea $Q = 2$ satisface totdeauna condiția de margine pentru N par. În punctul $k_x = (1/2)(\pi/a)$ toate secțiunile cu N par vor avea stări cu acest vector de undă, iar toate secțunile cu N impar vor da o pereche de stări. Pentru un ansamblu de secțiuni ale cristalului starea comensurabilă $E(\pi/2d)$ va avea o energie fixă. Pentru valori mai mari ale lui Q stările vecine se vor îngrămădi din ce în ce mai mult și nu vor mai putea fi selectate experimental. Pentru ușurința analizei densitatea de stări pe un ansamblu de secțiuni se calculează în regiunea lui E în funcție de k din apropierea unei stări comensurabile date; în această regiune curba poate fi aproximată cu 0, parabolă sau o linie dreaptă. De exemplu, la marginea benzii $Q = 1$ și distanța dintre nivelele de energie pentru o secțiune cu grosimea Na va fi

$$\Delta E = \left(\frac{\hbar^2}{2m_x}\right) n'(\pi/Na), \quad n' = 1, 2, 3, \ldots \tag{8.38}$$

unde n' specifică distanța măsurată de la marginea benzii. Pe de altă parte, departe de marginea benzii viteza de grup v_g va fi aproape constantă pe intervale mici de energie și

$$\Delta E = \hbar v_g(\pi/Na). \tag{8.39}$$

În acest caz $E = (\mathrm{d}E/\mathrm{d}K)\Delta k$, și $v_g = (1/\hbar)\mathrm{d}E/\mathrm{d}k$ iar $\Delta k = \pi/d$. Reamintim că pentru $Q = 2$ intervalul observat pentru un ansamblu este $\Delta(\mathrm{eV}) = \Delta E/2$, datorită existenței secțiunilor cu N par și impar. Sumarea în ecuația (8.37) poate fi făcută pe un ansamblu cu valoarea N care se întîlnește în mod obișnuit în strate subțiri.

În figura 8.16 este reprezentată sumarea pentru un strat subțire cu N cuprins între 95 și 105, în presupunerea că stratul conține un număr egal de secțiuni pentru fiecare grosime; aceasta înseamnă că distribuția secțiunilor este simplă, rectangulară, și nu gaussiană. Spectrul este calculat în jurul stării $S/Q = 1/2$, iar $N = 100{,}5$. Se observă că distanța dintre nivele este egală cu jumătate din distanța dintre nivelele pentru N par sau impar. Stările se aliniază în apropierea stării de $k = \pi/2a$ și cu depărtarea de această stare se micșorează rezoluția spectrului energetic. Realizarea experimentală a joncțiunilor $Al-Al_2O_3-Pb$, $Mg-MgO-Sn$, $Al-Al_2O_3-Au$, $Al-Al_2O_3-Ag$ pentru a se pune în evidență efectele cuantice de dimensiune în Pb, Mg, Au și, respectiv, Ag este descrisă în [24]. Fabricarea unei joncțiuni tunel începe cu depunerea în vid a unei fîșii de Al cu lățimea de 2mm pe un substrat de ceramică cu dimensiunile $1 \times 1{,}5$ inch(1 inch=2,34cm). Grosimea stratului de Al este de 400Å; o grosime mai mare nu conduce la realizarea unei structuri netede. Urmează apoi anodizarea gazoasă [1] pentru a se depune stratul izolator. Anodizarea se face timp de 45—75 minute la o presiune de 0,1 torr de O_2 la o tensiune de 500V și un curent de

descărcare de 10 mA. Cînd metalul care urmează a se depune este Pb se folosește O_2 pur pentru anodizare iar cînd metalul care urmează a se depune este Au, Ag sau Mg se introduc la început în incinta de anodizare vapori de apă la presiunea de 0,05 torr și apoi se introduce O_2. Tratamentul cu H_2O produce diode cu caracteristici stabile. Depunerea electrodului de deasupra s-a făcut prin evaporarea materialului respectiv, de puritate 99,999% dintr-o bărcuță încălzită, la presiunea de 10^{-7} torr. Rata de depunere a fost de cîteva sute de Å pe minut și a fost controlată cu o microbalanță cu cristal de cuarț. Substratul a fost răcit în timpul depunerii prin ansamblarea sa mecanică pe un bloc de cupru răcit cu azot lichid. Temperaturile optime ale substratului pentru Pb și Mg sînt în jur de 150K iar pentru Au și Ag, în jur de 90K. În acest fel se obțin strate subțiri netede care se stabilizează prin încălzire în vid timp de o jumătate de oră pînă la temperatura camerei. Stratele produse în acest mod se numesc texturate. Texturarea, sau gradul de aliniere a granulelor, s-a verificat prin difracție cu raze X. Pentru Pb, Ag și Au s-a observat texturarea după [111] iar pentru Mg s-a observat texturarea după [001]. Diodele au avut rezistențele în jur de 1—10 Ω care în cîteva zile au crescut gradat pînă la cîteva sute de Ω. Peste dioda tunel (mai binezis peste stratul subțire care dă efectele cuantice de dimensiune) s-a depus un strat de monoxid de siliciu gros de 1 000Å și peste el s-a depus al treilea electrod, din Pb. Acesta este electrodul de cîmp de modulare. Structura astfel realizată este reprezentată în figura 8.17. Ea arată ca o triodă. Între electrodul de cîmp și suprafața din afară a stratului metalic subțire se aplică o diferență de potențial V_E. Stratul izolator, din SiO, este suficient de gros, astfel ca să nu treacă prin el curent electric, însă și suficient de subțire, astfel ca pe suprafața stratului metalic subțire cîmpul electric aplicat să fie de ordinul 10^6V/cm. Acest cîmp duce la deplasarea nivelelor energetice în raport cu nivelul Fermi. Deplasarea are loc datorită perturbației nivelelor energetice ale electronilor în stratul subțire, sub acțiunea cîmpului electric aplicat. Efectul are loc în vecinătatea metalului unde funcția de undă a electronului se extinde

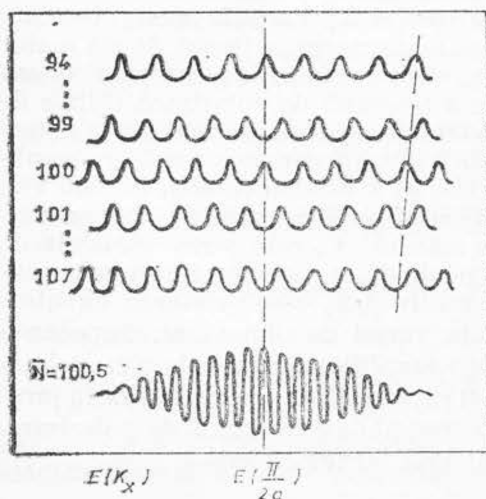


Fig. 8.16. — Distribuția stărilor de energie în apropierea vectorului de undă $k_x = \pi/2a$.

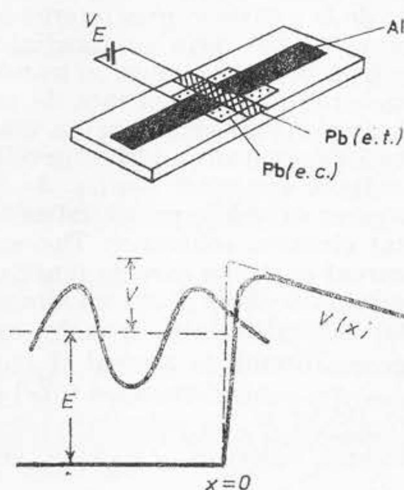


Fig. 8.17. — Tehnica modulării cu efect de cîmp: e. t= electrod de tunelare, e.c. = electrod de cîmp.

în regiunea potențialului imagine și scade exponențial în barieră. Nu a fost încă elaborată pînă acum o teorie corectă a acestui fenomen. Totuși, se poate estima influența asupra efectelor cuantice de dimensiune prin tratarea perturbației produsă de cîmpul electric ca o variație efectivă a dimensiunilor stratului subțire cu valoarea

$$\Delta d = \frac{1}{16} C^2 q^3 E / U^3_0,$$

unde U_0 este energia electronului măsurată de la marginea de sus a barierei (fig. 8.17), E — cîmpul electric aplicat, $C = 1/4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0$ și se presupune că energia electronului în vecinătatea metalului este dată de $U(x) = -q\mathscr{E}x - Cq/4x$. Pentru valorile tipice $U_0 = 3\text{eV}$, $\varepsilon_r = 4$, $\mathscr{E} = 3 \cdot 10^6$ V/cm se obține o deplasare de cîteva sute de μV. În afara metodei de modulare în cîmp electric pentru deplasarea nivelelor energetice în raport cu nivelul Fermi se mai pot folosi și alte metode dintre care cităm metoda tensiunilor mecanice și metoda dopării metalului cu un alt metal care are mai mulți electroni de valență pe atom. Ultima metodă implică deplasarea însăși a nivelului Fermi; de exemplu, în acest scop, în Pb care are 4 electroni pe atom se introduc atomi de bismut, care au 5 electroni de valență pe atom. Proprietățile electrice ale diodelor tunel au fost măsurate prin tehnica diferențială folosind detecția armonicelor. S-au măsurat conductanța $G = \mathrm{d}I/\mathrm{d}V$ și derivata a doua, $d^2 I/\mathrm{d}V^2$, în funcție de tensiune. Circuitul general de măsură este reprezentat în figura 8.18 [25]. Un semnal mic pe frecvența de 500 Hz se aplică pe dioda tunel de la un generator, G, de semnal audio prin intermediul unui transformator de adaptare și a unei impedanțe R_2. S-au folosit semnale cu amplitudinea de 0,5 mV. Rezistențele R_2, R_3, R_4 și R_i (impedanța de intrare a amplificatorului selectiv, A, și a voltmetrului, V) se iau mult mai mari decît rezistența diferențială R_d a structurii. Deoarece circuitul are impedanță mare, nu se pot măsura cu el diode tunel cu rezistență negativă. Tensiunea V pe dioda de măsurat se ia de la o sursă S prin intermediul rezistenței R_3. Variația acestei tensiuni se poate face prin intermediul unui potențiometru acționat de un motor sau cu o bază de timp cu tranzistor cu efect de cîmp. În primul caz, viteza motorului determină rata de variație a tensiunii de polarizare. O linie de lungime egală cu 25 cm s-a trasat în 60 s. Tensiunea pe diodă este detectată de către un amplificator selectiv de frecvență care poate măsura amplitudinea armonicii a-ntîia, de 1 000 Hz, și a fundamentalei, de 500 Hz. Pentru a înțelege principiul metodei de măsură în figura 8.18 este reprezentat circuitul echivalent Thevenin de măsură. V_B este sursa variabilă de curent continuu care dă tensiunea V pe diodă, v_g este tensiunea generatorului care dă pe diodă un semnal alternativ și R_e este rezistența circuitului echivalent care include impedanța sursei de alimentare, impedanța generatorului de semnal și impedanța amplificatorului selectiv. Relația $i = f(v)$ pentru structura tunel poate fi exprimată ca o serie Taylor în jurul tensiunii, V, de polarizare căreia îi corespunde curentul I de polarizare. Pentru valori $(v - V)$ mici, curentul prin structură este

$$i(v) = I + (v - V)\left(\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}v}\right)_V + \frac{(v-V)^2}{2}\left(\frac{\mathrm{d}^2 i}{\mathrm{d}v^2}\right)_V.$$

Legea lui Kirchoff aplicată circuitului din figura 8.18 *b* dă

$$V_B + v_g = R_e i + v,$$

care în absența semnalului alternativ devine

$$V_B = R_e i + V.$$

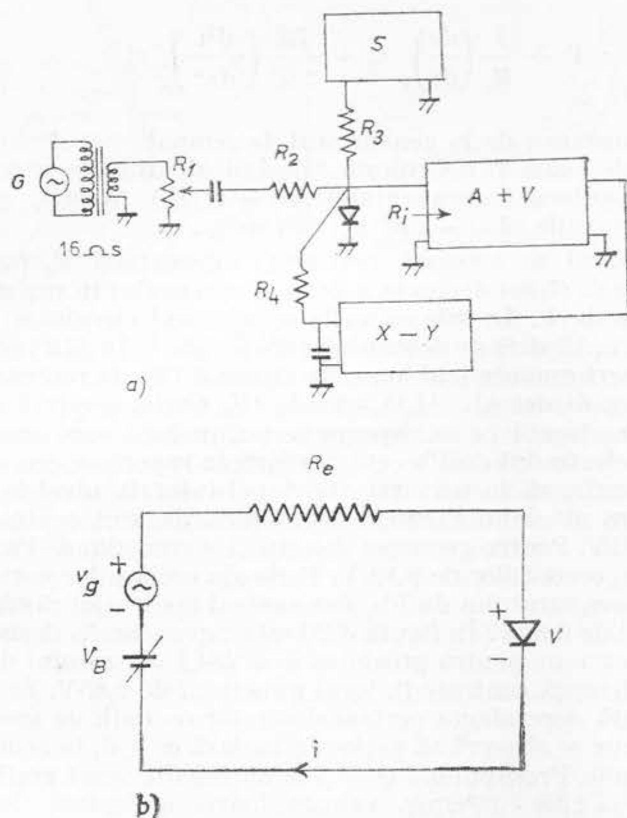


Fig. 8.18. — Circuitul de măsură (*a*), circuitul de măsură simplu (*b*) echivalent, Thevenin.

Notînd $(\mathrm{d}v/\mathrm{d}i)_V = R_d$ = rezistența diferențială și $(\mathrm{d}^2 i/\mathrm{d}v^2)_V = K$, se obține

$$v_g = [(R_e/R_d) + 1](v - V) + (R_e K/2)(v - V)^2,$$

care are soluția

$$v - V = (c_2/2c_1)\{-1 + [1 + (4c_1/c_2^2)v_g]^{1/2},$$

unde $c_1 = R_e K/2$ și $c_2 = (R_e/R_d) + 1$. Deoarece raportul $4c_1/c_2^2$ este **mic**, **rădăcina** pătrată se poate dezvolta în serie, astfel că

$$v = V + \left(\frac{1}{c_2}\, v_a\right) - \left(\frac{c_1}{c^3}\right) v^2 + \left(\frac{2c_1^2}{c^5}\right) v + \cdots$$

sau

$$v = V + \left\{\frac{R_d}{R_e + R_d}\right\} v_g - \left\{\frac{KR_eR_d^3}{2(R_e + R_d)^3}\right\} v_g^2 + \left\{\frac{K^2R_e^2R_d^5}{2(R_e + R_d)^2}\right\} v_g^3 + \dots$$

Presupunînd $R_e \gg R_d$, rezultă

$$v = V + \frac{1}{R_e}\left(\frac{dv}{di}\right)_V v_g - \frac{R_d^2}{2R_e^2}\left(\frac{d^2i}{dv^2}\right)_V v_g^2 + \dots$$

unde v_g este tensiunea de la generatorul de semnal $v_g = A \sin \omega t$, astfel că ultima relație poate fi dezvoltată folosind identitățile trigonometrice. Rezultă amplitudinea fundamentalei $(\omega) \sim (1/R_e)\ (dv/di)_V$ și amplitudinea armonicei întîia $(2\omega) \sim (R_d^3/R_e^2)\ (d^2i/dv^2)_V$.

Experimental se măsoară rezistența diferențială R_d (sau conductanța diferențială, G_d) și derivata a doua a curentului în raport cu tensiunea în funcție de V. În măsurătorile cu ajutorul circuitului din figura 8.18 în locul lui (d^2i/dv^2) se determină $(d^2i/dv^2)/G_d{}^3$. În [12] se utilizează o variantă cu performanțe mai bune. În figura 8.19 este reprezentată conductanța tunel a diodei $Al-Al_2O_3-Pb$ la 4K. Curba prezintă o structură oscilatorie proeminentă ce se suprapune pe un fond care crește gradat. Polaritatea la electrodul de Pb este pozitivă în raport cu cea de la electrodul de Al, astfel că în măsurătorile tunel intervin nivelele energetice situate deasupra nivelului Fermi în Pb. Oscilațiile sînt centrate în jurul tensiunii de 0,85V. Pentru grosimea $d = 167$Å a stratului de Pb, s-a măsurat o perioadă a oscilațiilor de 0,12 V. Perioada oscilațiilor variază dacă se modifică grosimea stratului de Pb, dar centrul spectrului rămîne în apropierea tensiunii de 0,85V. În figura 8.20 este reprezentată derivata a doua în funcție de tensiune pentru grosimea $d = 234$Å a stratului de Pb. Apar franje de interferență centrate în jurul punctului de 0,85V. În figura 8.21 este reprezentată dependența perioadei acestor oscilații de grosimea stratului de Pb, unde se observă că perioada variază cu 1/d, în acord cu teoria simplă prezentată. Presupunînd $Q = 2$ se obține din acest grafic viteza de grup în Pb, $v_g = 1{,}93 \cdot 10^8$cm/s, valoare foarte apropiată de cea calculată teoretic. Cu creșterea temperaturii se observă o deplasare ușoară a centrului spectrului și o reducere considerabilă a amplitudinii oscilațiilor (fig. 8.22). În [12] sînt prezentate rezultatele experimentale privitoare la efectele cuantice de dimensiune pentru Mg, Au și Ag. Vitezele de grup determinate experimental coincid cu cele calculate teoretic.

8.5. Efecte cuantice de dimensiune în structuri cu mai multe bariere Trioda tunel

În acest paragraf vom studia efectele cuantice de dimensiune în structuri cu două bariere și în structuri cu trei bariere. Datorită tunelării rezonante s-a observat rezistență negativă în caracteristica curent-tensiune a structurilor cu două bariere din materiale semiconductoare cum ar fi GaAs—AlGaAs [5] și $Si-SiO_2$ [26]. Aceste probleme (structuri cu două bariere cu semiconductoare) le-am tratat pe larg într-un volum apărut anterior [1]. În structurile cu două bariere din metal și izolator este dificil

să se observe rezistență negativă în caracteristica $I-V$, datorită valorii mari a energiei Fermi în metal [28]. S-a sugerat că se poate obține rezistență negativă folosind o structură cu trei bariere [29]. În figura 8.23 este re-

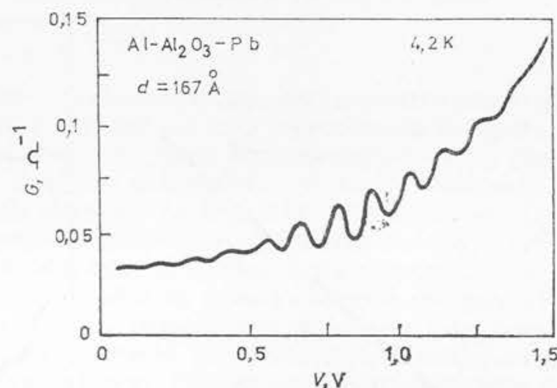


Fig. 8.19. — Conductanța $G = dI/dV$ în funcție de tensiune pentru dioda $Al-Al_2O_3-Pb$ la 4.2K.

prezentat un rezultat experimental pentru o structură cu trei bariere din $Al-Al_2O_3$ [30—31]. Se observă că apar vîrfuri ale curentului la tensiunile $V_1 = 0{,}18V$, $V_2 = 0{,}48V$ și $V_3 = 0{,}68V$. Diagrama de benzi de energie a unei secțiuni din structură este reprezentată în figura 8.24. Stratul de oxid este compus din trei regiuni : regiunea propriuzisă și două regiuni de tranziție, de o parte și de alta, cu caracter semiconductor. Aceste regiuni se datorează penetrației atomilor de Al din electrodul metalic în stratul de oxid [32]. Grosimea și înălțimea, U_0, ale barierei pot fi estimate din rezultatele experimentale de efect tunel printr-o structură cu o singură barieră considerînd formula teoretică obținută în aproximația WKB. Valorile tipice obținute sînt $d = 17$Å, $U_0 = F + 2{,}6$eV ($F = 11{,}7$ eV este

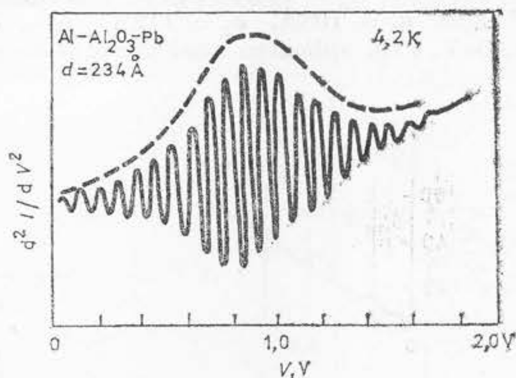


Fig. 8.20. — Derivata a doua în funcție de tensiune pentru o diodă $Al-Al_2O_3-Pb$.

energia Fermi în Al). Lărgimile L_s și L_d ale regiunilor de tranziție sînt 30—40% din grosimea oxidului iar barierele regiunilor de tranziție sînt U_s și U_d și au valori de cîteva zeci de meV. Diagrama energetică a structurii cu trei bariere este reprezentată în figura 8.25. Așa cum reiese din figură există nivele energetice cvasistaționare în ambele gropi de potențial. Curentul curge atunci cînd nivelul de energie E_i din groapa de potențial din stînga

coincide cu nivelul de energie E'_i din groapa de potențial din dreapta, cu condiția ca E_i să fie sub energia Fermi F din electrodul 1 și E'_i să fie deasupra energiei Fermi F din electrodul 2. În fiecare groapă de potențial

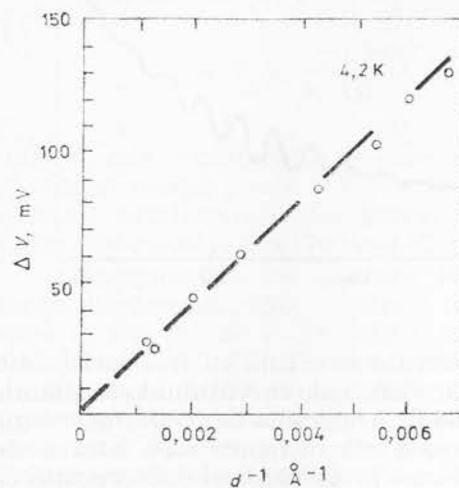


Fig. 8.21.— Perioada spectrului de tunelare în funcție de $1/d$, pentru starea $Q=2$ a plumbului.

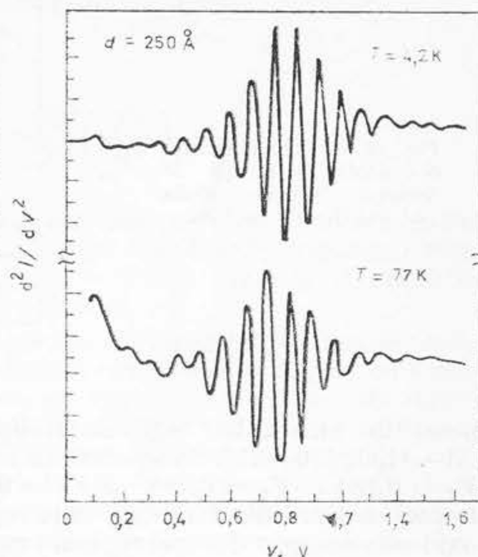


Fig. 8.22. — Derivata a doua în funcție de tensiune la 4 și 77K. Amplitudinea oscilațiilor la 77 K este mărită de 10 ori.

sînt trei nivele de energie, care se determină teoretic așa cum se arată în paragraful 1 : $E_1 = 11{,}38$eV, $E_2 = 11{,}72$eV, $E_3 = 11{,}87$eV și, respectiv, $E'_1 = 11{,}55$eV, $E'_2 = 11{,}78$eV și $E'_3 = 11{,}95$eV. Ceilalți parametrii ai structurii sînt $d_1 = 108$Å, $d_2 = 112$Å, $L_s = 7$Å, $L_d = 5$Å, $U_s = 0$, $U_d = 0{,}05$eV. Prin aplicarea unei tensiuni de polarizare pe structură primul

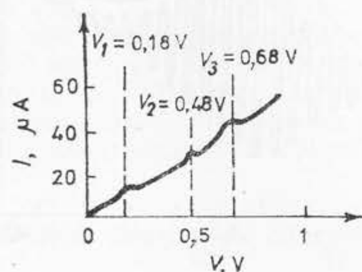


Fig. 8.23. — Caracteristica $I-V$ a unei structuri cu barieră triplă din $Al-Al_2O_3$ la 77K.

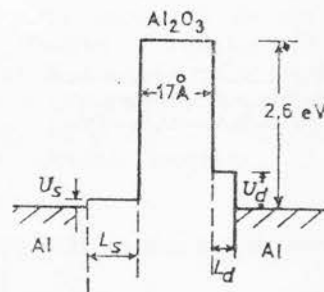


Fig. 8.24. — Diagrama energetică a barierei de potențial $Al-Al_2O_3-Al$.

maxim al curentului are loc cînd E_2 coincide cu E'_2, $(E'_2 - E_2 = V_1/3)$, al doilea maxim are loc cînd E_1 coincide cu E'_1 $(E'_1 - E_1 = V_2/3)$ și al treilea maxim are loc cînd E_2 coincide cu E'_3, $(E'_3 - E_2 = V_3/3)$. Tensiunile V_1,

V_2, V_3 sînt valorile la care apar maximele în curent în figura 8.23 [23]. Deoarece cele trei bariere au aceeași structură pe fiecare barieră cade o treime din tensiunea aplicată pe întreaga structură. Rezultatele experimentale se pot explica pe baza teoriei tunelării rezonante [1,33].

Tranzistorul tunel

Descriem în continuare trioda tunel (sau tranzistorul tunel) [6] cu semiconductoare. Diagrama sa energetică este reprezentată în figura 8.26. Este o structură *p-n-p-* care constă din două heterojoncțiuni și s-a preparat prin metoda epitaxiei cu fascicole moleculare. Golurile tunelează prin barieră în regiunea *n* așa cum se indică pe figură cu linie întreruptă. Timpul caracteristic pentru tunelare fiind scurt, recombinarea cu electronii care sînt confinați în regiunea *n* (datorită profilului potențialului acestei regiuni) este redusă. Prezența electronilor în această regiune dă posibilitatea unei conducții laterale (un curent de recombinare ca în baza unui tranzistor obișnuit) care se modifică prin variația profilului potențialului structurii la aplicarea unei tensiuni din exterior. Pentru ca o asemenea structură să îndeplinească funcțiile unei triode trebuie să îndeplinească următoarele trei condiții fundamentale. Prima condiție cere ca discontinuitățile ΔE_c și ΔE_v în benzile de energie [1] să fie în același sens pe scara energiei, așa cum se reprezintă în figura 8.26, în scopul de a se realiza confinarea electronilor și, respectiv, barieră pentru goluri. A doua condiție este ca în toate condițiile de lucru regiunea *n* să nu fie sărăcită în purtători liberi iar a treia condiție cere ca grosimea regiunii *n* și profilul energetic al structurii să fie așa fel încît componenta tunel a curentului electric să fie dominantă. Prima condiție poate fi îndeplinită prin alegerea corespunzătoare a compușilor semiconductori. Dintre aceștia corespund printre alții, $In_{1-x}Ga_xAs$ și $GaSb_{1-y}As_y$. A doua condiție se poate îndeplini dopînd regiune *n* mai puternic decît regiunile *p*. Aceasta duce la „ecranarea" între ele a celor două regiuni *p*, astfel ca tensiunile de pe ele să nu interacționeze între ele, iar pe de altă parte potențialul total de difuzie se află în regiunile *p*,

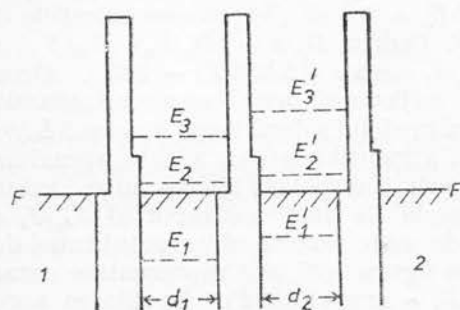


Fig. 8.25. — Diagrama de benzi de energie a unei structuri $Al-Al_2O_3$ cu trei bariere.

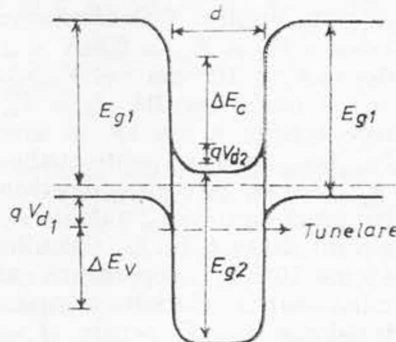


Fig. 8.26. — Diagrama de benzi de energie a tranzistorului tunel cu configurația *p-n-p*.

adică $V_d = V_{d1} + V_{d2} \simeq V_{d1}$. În acestă presupunere, în insertul din figura 8.27 sînt reprezentate componentele majore ale curentului electric folosind notațiile și polaritățile obișnuite pentru tranzistoare. Pentru a

discuta a treia condiție exprimăm contribuția diverselor componente ale curentului prin expresia $J = qnv\exp(-q(V_a - V_{be})/kT)\exp(-\alpha)$, unde n este concentrația purtătorilor de sarcină, v — viteza acestora iar α — un

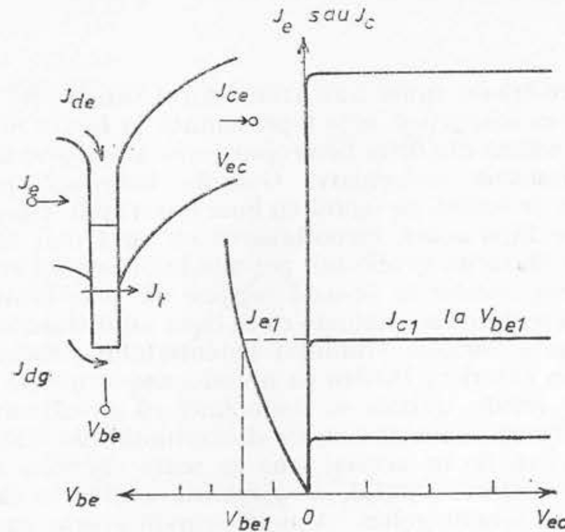


Fig. 8.27. — Curentul de emitor și curentul de colector în tranzistorul tunel. Este inserată (în stînga) diagrama de benzi de energie și componentele curentului electric în condiții de polarizare date.

parametru care depinde de natura curentului electric. Pentru curentul tunel, în expresia de mai sus, $n = N_A$ (concentrația acceptorilor în emitor), v este viteza medie termică dată de $(kT/2\pi m)^{1/2}$ și $\alpha = 2dk_0$, k_0 fiind vectorul de undă imaginar în regiunea de tunelare. Pentru curentul de injecție a golurilor, j_{dg}, $n = N_A$, $v = D_p/d$ și $\alpha = \Delta E_v/kT$, unde D_p este coeficientul de difuzie a golurilor; lungimea de difuzie, L_p, a golurilor este mult mai mare decît grosimea, d, a bazei. Pentru curentul de difuzie a electronilor, J_{de}, se ia $n = N_D$ (concentrația donorilor din bază), $v = D_n/L_n$ și $\alpha = \Delta E_c/kT$, unde parametrii D_n și L_n se referă la difuzia electronilor în emitor. Considerăm ca emitor $GaSb_{0,5}As_{0,5}$ și ca bază $In_{0,5}Ga_{0,5}As$ în care $E_{g1} = E_{g2} = 0{,}8$eV și $\Delta E_c = \Delta E_v = 0{,}5$ eV [34] cu concentrațiile de dopaj $N_a \leqslant 10^{16}$ cm^{-3} și $N_D \geqslant 10^{19}$cm^{-3}. Pentru $D_p/d = (D_n/L_n)(N_D/N_A) \approx$ $\approx 10^7$ cm/s, rezultă $J_{dg} = J_{de}$ și $J_{dg}/J_t = \exp((\Delta E_v/kT) - 2dk_0)$. Deoarece tunelarea are loc în apropierea mijlocului benzii semiconductorului $In_{0,5}Ga_{0,5}As$, k_0 se poate evalua folosind modelul a două benzi $k_0 = (m_i \Delta E_v)^{1/2}/\hbar$, unde m_i este masa electronilor sau a golurilor ușoare și este aproximativ egală cu $0{,}05 m_0$, valoare obținută prin interpolare liniară între valoarea din InAs și GaAs. Calculînd cu datele de mai sus raportul J_{dg}/J_t se obține 10^{-6} la temperatura camerei, de unde rezultă că curentul tunel domină asupra celorlalte componente. În figura 8.27 sînt reprezentate caracteristicile $I - V$ pentru $J_e = J_c = J_t \sim \exp(qV_{be}/kT)$. Egalitatea aproximativă a lui J_c cu J_e implică în sensul tranzistorului convențional, coeficientul de amplificare în montajul cu baza comună egal cu unitatea. Pentru a exprima posibilitatea de funcționare la înaltă frecvență considerăm trei contribuții majore la timpul de întîrziere a purtătorilor care se deplasează de la emitor la colector. Timpul, τ_{ec}, de întîrziere de la emitor la colector se scrie $\tau_{ec} \simeq \tau_e + \tau_b + \tau_c$, unde τ_e este timpul de încărcare a emitorului și este dat de produsul dintre rezistența r_e a emitorului și

capacitatea sa C_e, τ_b este timpul de tranzit prin bază și τ_c este timpul de întîrziere în regiunea stratului de baraj al colectorului. Comparînd cu un tranzistor convențional, $r_e = kT/qJ_e$, păstrează aceeași valoare pentru funcționarea tranzistorului la același nivel de curent dar C_e fiind proporțional cu $N_A^{1/2}$ poate fi redus cu cel puțin un ordin de mărime în tranzistorul tunel. Datorită timpului scurt de tunelare, τ_b poate fi considerat neglijabil. τ_c rămîne de aceeași valoare cu cea din tranzistorul convențional. Frecvența limită de funcționare $f_t = (2\pi\tau_{ec})^{-1}$ poate fi mărită de 3 ori față de cea din tranzistorul convențional. Frecvența maximă de oscilație $f_{max} = (f_t/8\pi r_b C_c)^{1/2}$, unde r_b este rezistența bazei și C_c, capacitatea colectorului, este de aproximativ 4 ori mai mare decît în tranzistorul convențional. Menționăm că în tranzistorul tunel prezentat nu intervin efecte cuantice de dimensiune.

8.6. Efectele cuantice de dimensiune în stratul de acumulare sau de inversiune la suprafața unui semiconductor

Cînd cîmpul electric este suficient de intens în stratul de acumulare sau de inversie la suprafața unui semiconductor, energia mișcării purtătorilor normală pe suprafață este cuantificată în nivele discrete. Deoarece nu este afectată mișcarea paralelă cu suprafața a purtătorilor de sarcină, banda de energie se divide într-o serie de subbenzi bidimensionale [6,35—38]. Cuantificarea energiei purtătorilor de sarcină la suprafața semiconductorului introduce efecte noi în proprietățile electice. Un strat de acumulare de tip n apare atunci cînd benzile de energie la suprafața unui semiconductor de tip n se înclină în jos și formează o groapă de potențial unidimensională, $U(x)$. Această înclinare a benzilor rezultă din redistribuirea electronilor în apropierea suprafeței pentru a o ecrana față de cîmpul electric extern. În cazul unei structuri metal-oxid-semiconductor (fig. 8.28) cîmpul electric extern se poate datora diferenței dintre lucrurile de ieșire din metal și din semiconductor, sarcinilor din oxid sau unei tensiuni V aplicată pe structură. Energia potențială $U(x)$ se determină din ecuația Poisson

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{4\pi q}{\varepsilon}\rho(x),$$

unde $\rho(x)$ este densitatea de sarcină spațială dată de electronii de conducție din volum, electronii din subbenzile de la suprafață și donorii ionizați, cu următoarele condiții de margine

$$U(x = \infty) = 0,$$

$$-\left.\frac{dU}{dx}\right|_{x=0} = q\mathcal{E}_s$$

unde $\mathcal{E}_s$ este cîmpul electric la suprafața semiconductorului și este legat de sarcina de ecranare Q din semiconductor prin relația

$$Q = \int_0^\infty \rho(x)dx = \frac{\varepsilon}{4\pi}\mathcal{E}_s.$$

Pentru a calcula $U(x)$ trebuie cunoscute stările electronice. De asemenea trebuie cunoscut $U(x)$ pentru a calcula stările electronice. Aceasta este o problemă de selfconsistență care trebuie rezolvată. Un prim calcul al nivelelor cuantificate în stratul de acumulare a fost făcut presupunîndu-se o dependență exponențială de distanță a energiei potențiale în stratul de acumulare. Cei doi parametri din funcția de distribuție considerată se determină folosind condiția pentru cîmpul electric la suprafață și condiția pentru sarcina totală Q, scrise mai sus. Un calcul de selfconsistență a fost făcut în [39] presupunînd benzile de energie parabolice și folosind aproximația masei efective pentru determinarea stărilor electronice. În [37] s-a presupus că energia potențială variază după legea

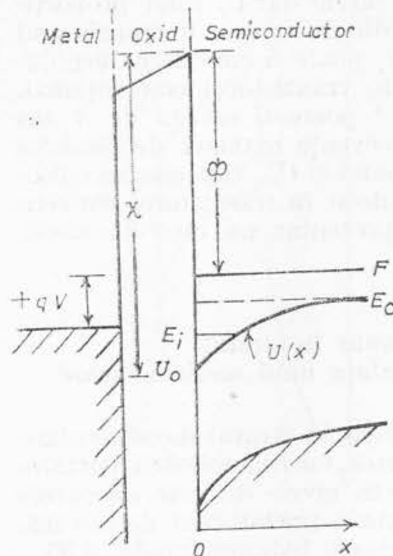


Fig. 8.28. — Diagrama de benzi de energie a structurii metal-oxid-semiconductor cu reprezentarea nivelului de energie E_i, discret, în stratul de acumulare al semiconductorului de tip n degenerat.

$$U(x) = q\mathscr{E}_s x_0 e^{-x/x_0},$$

unde x este distanța măsurată de la suprafață și x_0 un parametru care caracterizează adîncimea de penetrație a cîmpului. Energia electronului asociată cu componenta x a mișcării sale este cuantificată dacă este îndeplinită condiția (paragraful 8.1)

$$(8mqZ_0^3\mathscr{E}_s)^{1/2}/\hbar > 2{,}4.$$

Funcția de undă, soluție a ecuației Schrödinger, este exprimată printr-o funcție Bessel și energia stării cuantificate este dată de

$$E_i = \hbar^2 r^2/8mx_0^2,$$

unde r se determină din condiția pentru funcția Bessel, $J_r(\gamma) = 0$ și $\gamma = (8mqZ_0^3\mathscr{E}_s)^{1/2}/\hbar$. Energia electronului într-o subbandă este dată de expresia

$$E = E_i + E_\perp,$$

unde $E_\perp$ este energia mișcării perpendiculare pe normala la suprafață. În stratul de acumulare se presupune că adîncimea de penetrație x_0 este egală cu lungimea de ecranare Debye din semiconductor, adică

$$Z_0 = \begin{cases}(kT/4\pi q^2 p)^{1/2}, & kT \gg F,\\ (F/6\pi q^2 p)^{1/2}, & F \gg kT,\end{cases}$$

unde p este concentrația purtătorilor de sarcină majoritari din semiconductor. În telur de tip p cu concentrația golurilor $p = 4 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $F = 43$ meV și $x_0 = 6$ Å. $\mathscr{E}_s$ rezultat din condiția de mai sus pentru a obține cuantificare are valoarea $2 \cdot 10^7$V/cm, valoare considerată imposi

bil de realizat într-un strat de acumulare. În schimb, pentru $p = 10^{14}\text{cm}^{-3}$, $x_0 = 140\text{Å}$ (la 4,2K), $\mathcal{E}_s = 3 \cdot 10^4\text{V/cm}$ și $E_i = 28$ meV. Înclinarea $U_0 = q\mathcal{E}_s x_0$ a benzii de energie este 70 meV. Aceste valori sînt în concordanță cu datele experimentale obținute. Cuantificarea nivelelor de energie în stratul de acumulare la suprafața telurului de tip p a fost studiată în structuri Te-TeO_2-Pb. Cuantificarea nivelelor de energie în stratul de acumulare în semiconductoarele de tip nInAs și PbTe au fost studiate în structurile Pb-oxid-InAs și, respectiv, Pb-oxid-PbTe. Se folosește ca metal Pb deoarece lucrul de ieșire din Pb este mai mic decît afinitatea electronică din semiconductorii uzuali. Această diferență duce la apariția unui strat de acumulare la interfața semiconductor-oxid a structurii metal-oxid-semiconductor. Caracteristici asemănătoare cu Pb mai au Sn și In. În practică toți oxizii conțin defecte încărcate și cei mai mulți semiconductori au un strat de sarcină spațială (de deflexie) la interfața oxid-semiconductor. Un strat de inversie apare la interfața oxid-semiconductor atunci cînd benzile de energie sînt înclinate astfel încît purtătorii majoritari în stratul semiconductor de la interfață au semn opus cu purtătorii majoritari din volum. Stratul de inversie, care are grosimea de 10—100Å este separat de regiunea neutră printr-un strat de deflexie de conductivitate mai mică (capitolul 5). Pentru stratul de inversie de tip n densitatea de sarcină în ecuația Poisson s-a luat de forma

$$\rho(x) = q(N_d^+ - N_a^-) - q \sum_i n_i |\psi_i(x)|^2,$$

unde n_i este concentrația electronilor în subbanda i iar $\psi_i(x)$ — funcția de undă, care satisface ecuația Schrödinger

$$\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = (2m_x/\hbar^2)\,[U(x) - E_i]\,\psi_i(x).$$

Calcule teoretice și rezultate experimentale au fost obținute pentru sistemul Si—SiO_2. În figura 8.29 este reprezentat rezultatul calculului pentru suprafața (111) a semiconductorului de tip p cu concentrația netă de acceptori egală cu 10^{15}cm^{-3} și cu 10^{13} electroni/cm^2 în stratul de inversie. Cînd se aplică pe structura tunel o tensiune V (cu semnul plus la metal), conductanța dI/dV datorată electronilor din subbandă este direct proporțională cu densitatea de stări, $\rho_{||}$, din subbandă la energia distanțată cu qV de nivelul Fermi, F, adică

$$\frac{dI}{dV} \sim \rho_{||}(F - V).$$

Deoarece pentru banda de energie bidimensională $\rho_{||}$ este o funcție cu discontinuitate la marginea benzii este de așteptat o descreștere a lui dI/dV în funcție de V cînd qV coincide cu nivelul cuantificat, măsurat de la F. Acest efect subbandă-marginea benzii apare ca o adîncitură în curba d^2I/dV^2 în funcție de V. Din valoarea tensiunii V_i la care apare adîncitura se poate determina poziția nivelului cuantificat E_i adică

$$qV_i = \mu + E_i, \tag{8.40}$$

$\mu = F - E_c$; E_i şi $U(x)$ se măsoară de la E_c. Un exemplu este reprezentat în figura 8.30 pentru structura PbTe-oxid-Pb la 4,2K şi $H = 2{,}5$kG. Proba de PbTe are concentraţia electronilor $n = 1{,}2 \cdot 10^{18}$cm^{-3}. Cîmpul

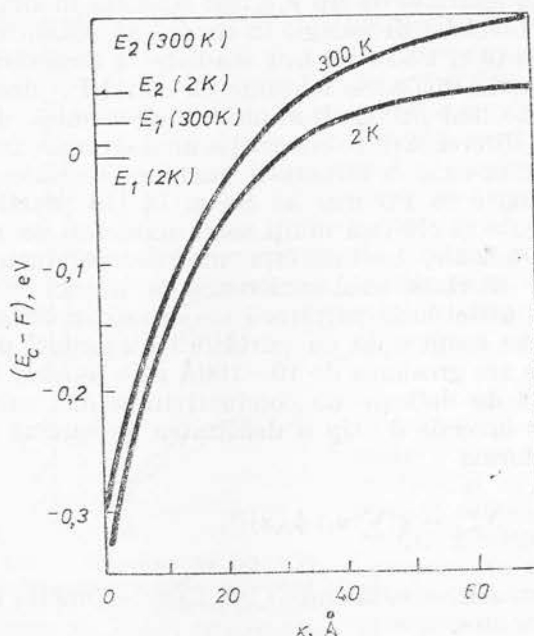


Fig. 8.29. — Stratul de inversie lîngă suprafaţa semiconductorului de tip *p*.

magnetic de 2,5kG se aplică pentru a distruge supraconductibilitatea Pb la 4,2K[1]. Structurile proeminente în figura 8.30 sînt notate cu 1, 2, 3. Ele corespund descreşterii conductanţei la $V_1 = 78$mV, $V_2 = 55$mV, $V_3 = 42$ mV şi corespund nivelelor cuantice din groapa de potenţial a stratului de acumulare de la suprafaţa PbTe. Pentru $\mu = 36$ meV se obţin din relaţia de mai sus $E_1 = 42$meV, $E_2 = 19$meV, $E_3 = 6$meV. Prin urmare, în groapa de potenţial a stratului de acumulare de la suprafaţa PbTe de tip *n* apar trei nivele cuantice discrete. Menţionăm că structurile de pe curbe pentru $|V| < 20$mV se datorează contribuţiei fononilor din Pb şi din PbTe. În prezenţa unui cîmp magnetic cuantificator, caracteristicile tunel au o comportare oscilatorie. În figura 8.31 este reprezentată caracteristica d^2I/dV^2 în funcţie de V pentru structura InAs-oxid-Pb situată într-un cîmp magnetic perpendicular de 35kG. Stratul de acumulare din InAs cu $n = 5{,}5 \cdot$

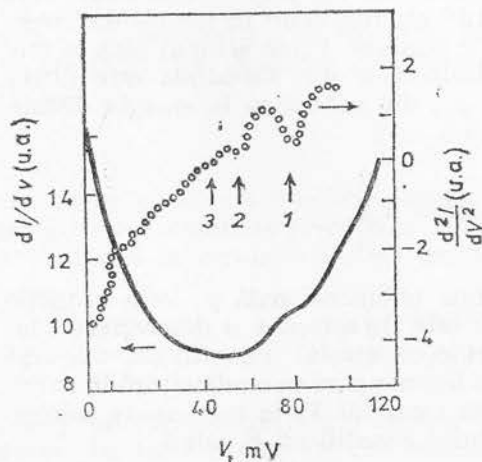


Fig. 8.30. — dI/dV şi d^2I/dV^2 în funcţie de V în structura PbTe-oxid-Pb la 4,2 K.

$\cdot 10^{17} cm^{-3}$ are un nivel cuantic discret situat la $V_i = 183$ meV iar $\mu = 98$meV. În curba din figură se observă trei categorii de oscilaţii. Oscilaţiile pentru $V < 100$mV se datorează nivelelor Landau ale stărilor

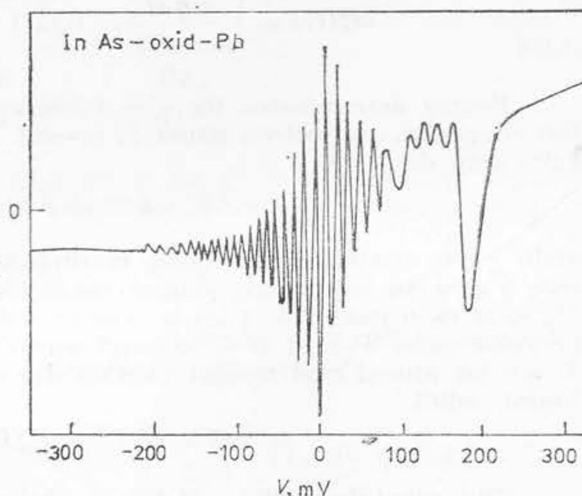


Fig. 8.31. — d^2I/dV^2 în funcţie de V în structura InAs—oxid-Pb la 4.2K în cîmp magnetic perpendicular de intensitate $H = 35$kG.

de conducţie din volum. Oscilaţiile, cu perioadă de asemenea mică, observabile pentru $V \lesssim 180$mV se datorează nivelelor Landau ale subbenzilor de la suprafaţă. Oscilaţiile cu perioadă mare, care apar la tensiune mare, se datorează oscilaţiilor potenţialului selfconsistent atunci cînd un nivel Landau din subbandă trece peste nivelul Fermi F cînd se variază V. Din studiul oscilaţiilor datorate nivelelor Landau din subbenzi se deduce masa efectivă ciclotron a electronilor. Un cîmp magnetic perpendicular pe suprafaţă cuantifică benzile în nivele discrete şi despică $\rho_{||}$ într-o serie de vîrfuri, funcţii δ (dacă se neglijează fenomenele de împrăştiere). Caracteristicile dI/dV în funcţie de V care reflectă direct $\rho_{||}$, va prezenta oscilaţiile care reflectă structura energetică a nivelelor Landau. Vîrfurile în dI/dV apar la valori ale tensiunii aplicate care satisfac relaţia

$$qV = \mu + E_i(V) - E_n(H),$$

unde $E_n(H)$ este energia nivelului Landau n, măsurată de la $E_i(V)$ şi pentru benzi parabolice $E_n(H) = (q\hbar H/mc)(n + 1/2)$. Pentru domeniul de tensiune care interesează se poate presupune o dependenţă liniară a lui E_i de V, adică

$$E_i(V) = E_i(V_i) + q\gamma(V - V_i). \tag{8.41}$$

Din ultimele trei ecuaţii se obţine tensiunea V_n la care apare vîrful în conductanţă (în funcţie de V) corespunzînd nivelul Landau, n, din subbandă

$$V = V_i - E_n(H)/(1 - \gamma)q.$$

Masa efectivă ciclotron definită de relaţia

$$m_n^*(H) = \frac{\hbar q H}{c}\,[E_{n+1}(H) - E_n(H)]^{-1}$$

se poate determina măsurînd diferența de tensiune dintre două vîrfuri succesive ale conductanței, folosind relația

$$m_n^*(H) = \frac{\hbar q H}{(1-\gamma)c}\,[V_n(H) - V_{n+1}(H)]^{-1}.$$

Pentru determinarea lui γ se folosesc oscilațiile de perioadă mare. Bariera pentru un electron situat la nivelul Fermi în semiconductor (fig. 8.28) este dată de

$$\varphi(V) = \chi - [U_0(V) + \mu),$$

unde χ este afinitatea electronică la suprafața semiconductorului. Deoarece χ și μ au valori fixe, magnetooscilațiile în potențialul de suprafață U_0 apar ca o modulare a lui φ ceea ce determină un set de oscilații de perioadă mare. Pentru H = constant un minim în d^2I/dV^2 în funcție de V are loc atunci cînd nivelul Landau din subbandă coincide cu nivelul Fermi, adică

$$\mu + E_i(V) = E_n(H). \tag{8.42}$$

Din ecuațiile (8.40) — (8.42) se obține că adîncitura în d^2I/dV^2, atunci cînd nivelul Landau, n, intersectează nivelul Fermi apare la tensiunea

$$V_n(H) = V_i + [E_n(H) - qV_i]/\gamma q.$$

Curbele $V_n = f(H)$ converg toate pentru $H \to 0$ în punctul $V_n(0) = V_i(1 - -1/\gamma)$ de unde se poate determina γ. Capacitatea de suprafață C_s a stratului de acumulare, dată de

$$C_s = dQ/dU_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi}\,\frac{dU_0}{d\mathcal{E}_s}$$

măsoară rata de variație a lui U_0 în raport cu $\mathcal{E}_s$. În practică, în structura metal-oxid-semiconductor, C_s este în serie cu capacitatea stratului de oxid și ceea ce se măsoară este rezultanta lor. Pentru a face măsurători corecte ale lui C_s, C_0 trebuie să fie comparabilă cu ea ca mărime și trebuie să fie cunoscută. Prima cerință necesită un strat de oxid gros de cîteva sute de Å.

Măsurarea lui C și dC/dV în funcție de V și de H se face prin metoda standard a modulării tensiunii electrice. Această metodă constă în modularea tensiunii pe capacitor și detectarea curentului care curge prin el cu ajutorul unui detector sensibil la fază. Circuitul folosit în acest scop este reprezentat în figura 8.32. Capacitatea totală a sistemului este

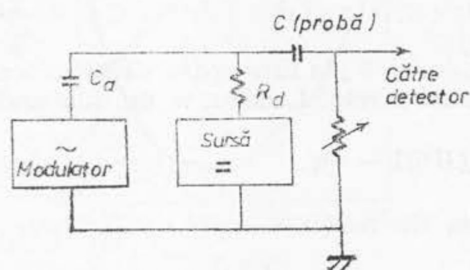


Fig. 8.32. — Reprezentarea schematică a circuitului de bază pentru măsurarea C și dC/dV.

$$C = \frac{dQ}{dV}\,; \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_s},$$

unde

$$C_s = q\,\frac{dQ}{dU_0}$$

și rezultă

$$C = C_0 \left(1 - \frac{1}{q} \frac{dU_0}{dV}\right),$$
$$\frac{dC}{dV} = -\frac{C_0}{q} \frac{d^2U_0}{dV^2}. \qquad (8.43)$$

Este evident că magnetooscilațiile lui U_0 vor determina oscilații ale capacității joncțiunii. Dacă tensiunea aplicată pe capacitor este

$$V = V_0 + V_1 \sin\omega t,$$

unde V_0 este tensiunea constantă și V_1 amplitudinea semnalului de modulare pe frecvența $\omega/2\pi$. Sarcina stocată pe capacitor este

$$Q(V) = Q(V_0) + \left.\frac{dQ}{dV}\right|_{V_0} V_1 \sin\omega t + \frac{1}{2} \left.\frac{d^2Q}{dV^2}\right|_{V_0} (V_1 \sin \omega t)^2 + \ldots$$

Curentul electric are valoarea

$$I = \frac{dQ}{dt} = C(V_0)\omega V_1 \cos\omega t + \left.\frac{dC}{dV}\right|_{V_0} \cdot \frac{1}{2} V_1^2 \omega \sin 2\omega t.$$

Rezistorul R_s, are valoare neglijabilă în comparație cu impedanța capacitorului. C se măsoară direct prin detecția semnalului alternativ pe rezistența R_s pe frecvența fundamentală $\omega/2\pi$ defazat cu 90° față de semnalul de modulare aplicat. Semnalul pe a doua armonică, ce este în fază cu semnalul de modulare aplicat, dă pe dC/dV. Dacă capacitorul C este șuntat de un rezistor R, așa cum se întîmplă în realitate în structura metal-oxid-semiconductor, măsurătorile sînt corecte dacă șuntul are conductanță neglijabilă în comparație cu conductanța capacitivă. Această condiție, împreună cu condiția ca R_s să fie mic se exprimă prin relația

$$(\omega C R_s)^2 \ll 1 \ll (\omega C R)^2$$

care poate fi îndeplinită prin alegerea corespunzătoare a lui C și R_s. Pe structura Pb-oxid-InAs măsurătorile au fost făcute în condițiile $\omega CR \gtrsim 100$ și $\omega CR_s \lesssim 0{,}01$. În figura 8.33 este reprezentată caracteristica $C(V)$ și în figura 8.34 caracteristica dC/dV în funcție de V pentru o structură InAs-oxid-Pb la 4,2K și frecvența de 500Hz. Aria joncțiunii este de $5{,}34 \cdot 10^{-2}$ cm². Cîmpul magnetic H se aplică perpendicular pe structură. Grosimea oxidului se alege suficient de mare pentru ca în domeniul de tensiune de lucru să nu aibă loc efectul tunel. Curba plină din figura 8.33 prezintă oscilații ca și curbele din figura 8.34. Maximele în capacitanță (fig. 8.33) au loc ori de cîte ori un nivel Landau traversează nivelul Fermi, așa cum reiese și din ecuația (8.43). Perioada ΔV a acestor oscilații este variația tensiunii necesară pentru a deplasa subbanda cu cantitatea ΔE, în raport

cu F, care este diferenţa de energie între două nivele Landau vecine ale subbenzii. Deoarece variaţia Q a sarcinii de ecranare este dată de

$$\Delta Q = \int C(V)\mathrm{d}V$$

se poate considera ΔV ca o măsură a pantei lui E_i în funcţie de Q pentru o subbandă.

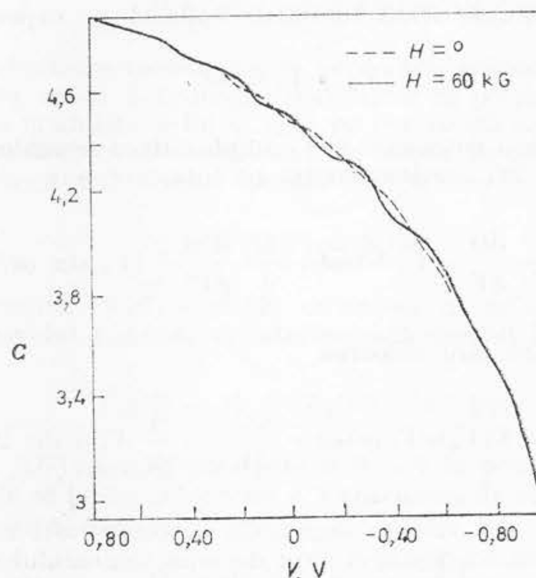


Fig. 8.33. — Caracteristica $C-V$ a structurii InAs-oxid-Pb.

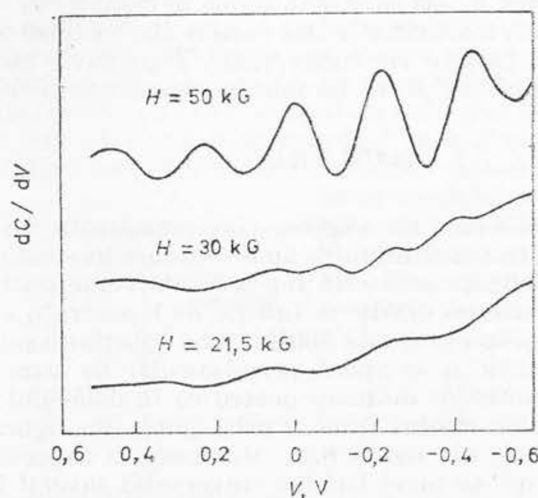


Fig. — 8.34. $\mathrm{d}C/\mathrm{d}V$ în funcţie de V pentru structura InAs-oxid-Pb.

BIBLIOGRAFIE

1. V. Dolocan, *Fizica dispozitivelor cu corp solid*, Edit. Academiei, București, 1978.
2. W. L. Freeman, W. E. Gettys, Phys. Rev., **B17**, 529 (1978).
3. R. C. Jaklevic, J. Lambe, M. Mikkor, W. C. Vassel, Phys. Rev. Lett., **26**, 88 (1971).
4. L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
5. R. C. Jaklevic, et al, Solid State Comm., **10**, 199 (1972).
6. L. L. Chang, L. Esaki, Appl. Phys. Lett., **31**, 687 (1977).
7. F. Stern., J. Vac. Sci. Technol., **9**, 752 (1972).
8. D. C. Tsui, Phys. Rev., **B8**, 2567 (1973).
9. Yu. F. Ogrin et al., Radio Eng. Electron. Phys., **12**, 699 (1967).
10. R. Dingle, W. Wiegmann, C. H. Henry, Phys. Rev. Lett., **33**, 827 (1971).
11. N. N. Salashchenko et al, F. T. T., **17**, 2367 (1975).
12. R. C. Jaklevic, J. Lambe. Phys. Rev., **B12**, 4146 (1975), A. A. Cottey, Phys. Stat. Sol.(b), 102, 577 (1980).
13. M. Altwein, H. Finkenrath, Phys. Stat. Sol., (b), **72**, 413 (1975).
14. L. Esaki, L. L. Chang, Thin Solid Films, **36**, 285 (1976).
15. A. Messiah, *Mecanica cuantică*, vol. 1, Edit. științifică, 1973.
16. V. B. Sandomirskii, JETF, **52**, 158 (1967).
17. N. Garcia, Y. H. Kav, M. Strongin, Phys. Rev. **B5**, 2029 (1972)
18. H. Kao, Phys. Rev., **120**, 1122 (1963).
19. J. P. Garmon, M. D. Sherrill, Bull. Am. Soc., **21**, 229 (1976)
20. H. Asahi, T. Humoto, A. Kawazu, Phys. Rev., **B9**, 3347 (1975)
21. I. Goldfarb, B. Tavger., FTT, **11**, 1517 (1969)
22. E. L. Wolf, Phys. Rev., **B10**, 784 (1974)
23. E. Bauer, *Single Crystal Films*, New York, 1964, p. 43
24. B. J. Ben Daniel, C. B. Duke, Phys. Rev., **169**, 679 (1967)
25. J. Lambe, R. C. Jaklevic, Phys. Rev. **165**, 821 (1968) L. D. Flesner, A. H. Silver, Rev. Sci. Instrum., **51**, 1411 (1980)
26. W. R. Patterson, J. Shewchun, Rev. Sci. Instrum., **35**, 1704 (1964)
27. M. Hirose et al, *Proc. 8th Conf. Solid State Devices*, Tokio, 1976, p. 561
28. D. N. Korner, V. N. Lutskii, M. I. Elson, FTT, **12**, 1333 (1970)
29. L. V. Iogansen, JETF, **47**, 27 0 (1964); UFN, **86**, 175 (1965)
30. S. Takabe, K. Yasui, S. Kaneda, Appl. Phys. Lett., **31**, 636 (1977); Int. J. Electron., **45**, 257 (1978).
31. V. Dolocan, *Colocviul Național de Fizica Materialelor Cristaline și Amorfe*, Iași, 1980, pag. 99; Stud. Cerc. Fiz., **9**, 861 (1981))
32. S. R. Pollack, C. E. Morris, J. Appl. Phys, **35**, 1503 (1964)
33. G. Döhler, Phys. Rev. **B12**, 680(1975)
34. G. A. Sai-Halasz, R. Tsu, L. Esaki, Appl. Phys. Lett., **30**, 651 (1977)
35. J. R. Schrieffer, in *Semiconductor Surface Physics*, Ed. R. A. Kingston, Univ. of Penn. Press, Philadelphia, 1957
36. D. C. Tsui, Phys. Rev., **B8**, 2657 (1973)
37. T. Hagiwara, O. Mizuno, S. Tanaka, J. Phys. Soc. Jap., **34**, 973 (1973)
38. D. C. Tsui, G. Kaminsky, P. H. Schmidt, Phys. Rev., **B8**, 3524 (1974)
39. G. A. Baraff, J. A. Appelbaum, Phys. Rev., **B5**, 475 (1972)

CONSTANTE FIZICE

Denumire	Simbol	Valoare	Dimensiuni
Numărul lui Avogadro	N_0	$6,0249 \cdot 10^{23}$	molecule/mol
Constanta lui Boltzmann	k	$1,3804 \cdot 10^{-23}$	joule/grad K
		$1,3804 \cdot 10^{-16}$	erg/grad K
Sarcina electronului	e	$-1,6018 \cdot 10^{-19}$	Coulomb
		$-4,8029 \cdot 10^{-10}$	u. e. s.
		$-1,6018 \cdot 10^{-20}$	u. e. m.
Masa (de repaus) a electronului	m_0	$9,1083 \cdot 10^{-31}$	kg
		$9,1083 \cdot 10^{-28}$	g
Permitivitatea spaţiului liber	ε_0	$8,8541 \cdot 10^{-12}$	farad/m
		1	u.e.s
		$1,1126 \cdot 10^{-21}$	u.e.m.
Permeabilitatea spaţiului liber	μ_0	$4\pi 10^{-7}$	henry/m
		$1,1126 \cdot 10^{-21}$	u.e.s.
		1	u.e.m.
Constanta lui Planck	h	$6,6252 \cdot 10^{-34}$	joule·s
		$6,6252 \cdot 10^{-27}$	erg·s
Produsul dintre lungimea de undă a fotonului şi energie	λE	1,2398	μm·eV
Viteza luminii în vid	c	$2,9979 \cdot 10^{8}$	m/s
		$2,9979 \cdot 10^{10}$	cm/s

Voicu Dolocan

FIZICA JONCȚIUNILOR CU SEMICONDUCTOARE
(PHYSICS OF SEMICONDUCTOR JUNCTIONS)

EDITURA ACADEMIEI REPUBLICII SOCIALISTE ROMÂNIA, BUCUREȘTI, 1982, p. 319

ABSTRACT

This book has developed from a course of lectures delivered to the students of the Faculty of Physics in the University of Bucharest. The book is composed of eight chapters.

The first chapter is devoted to the study of optical and infrared detectors. The second chapter of the book refers to the main properties and applications of semiconductor lasers. Chapter 3 presents in detail the properties of surface states. Chapters 4, 5 and 6 offer a detailed treatment of metal-semiconductor contact, negative electron affinity structures, MOS capacitors and transistors, electrophotography, semiconductor memory and charge-coupled devices with application to imaging sensors. Technology and applications of integrated circuits is the subject of chapter 7. Quantum size effects at semiconductor surfaces and in many potential barrier structures are presented in chapter 8.

The book is written for applied physicists and electrical engineers who will have to transpose basic knowledge to the new discoveries of physical phenomena, to technological advances.

CONTENTS

Chapter 1. RADIATION DETECTORS 13
1.1. General considerations 13
1.2. Figures of merit 15
1.3. Noise 17
1.4. Performance limiting 19
1.5. Measurements 21
1.6. Photoconductors 24
1.7. Photodiodes 28
1.8. Avalanche photodiodes 31
1.9. Phototransistors 33
1.10. Thermistors 35
1.11. Piroelectric detectors 36
References 39

Chapter 2. SEMICONDUCTOR LASERS 41
2.1. Introduction 41
2.2. Stimulated emission. Laser effect 42
2.3. Population inversion in semiconductors 46
2.4. Materials used in semiconductor lasers 48
2.5. Preparation methods 51
2.6. Heterostructure junction lasers 55
2.7. Delay and internal Q-switching effects in semiconductor lasers 72
2.8. Oscillation. Modulation 80
2.9. Distributed feedback lasers 82
2.10. Holography 83
References 85

Chapter 3. SURFACE STATES 88
3.1. Theoretical considerations 88
3.2. Surface states distribution 91
3.3. Real surfaces 96
3.4. Experimental methods for surface states studying 97
3.5. Surface recombination 103
References 108

Chapter 4. METAL-SEMICONDUCTOR CONTACT 109
4.1. Work function 109
4.2. Energy band diagram of the metal-semiconductor contact 113
4.3. Schottky diodes 119
4.4. Schottky diode with guard ring 125
4.5. Experimental determination of the potential barrier height 127
4.6. Negative electron affinity structures 130
4.7. Photocathodes using negative electron affinity 134
4.8. Secondary emission 138
4.9. Cooled cathodes 142
4.10. Ohmic contacts 143
References 144

Chapter 5. METAL-INSULATOR-SEMICONDUCTOR STRUCTURES 145
5.1. Ideal MOS structure 145

5.2. Effect of the difference between work functions on the properties of MOS structures. Energy band diafragm for the metal-SiO_2-Si structur es 151
5.3. Influence of fixed charge and interface traps on device characteristics 154
5.4. Effect of ions, of lateral nonuniformities and ionized traps on the characteristics of MOS structures 168
5.5. Inversion layer. Effect of temperature and of light on the inversion layer characteristics. Channel conductance . . . 171
5.6. Effect of radiation 174
5.7. Current-voltage characteristics of MOS transistors 174
5.8. Saturation region 178
5.9. Equivalent circuit of the MOS transistor. Amplification transistor at high frequencies 182
5.10. Transistor connection 186
5.11. Influence of temperature on the electrical characteristics 188
5.12. Other insulated-gate field effect transistors 192
5.13. Metal-insulator-metal structures 193
5.14. Tunnel effect in MOS structures 198
5.15. Hot electron transistors 200
References 202

Chapter 6. MEMORY AND IMAGING DEVICES. XEROGRAPHY 203

6.1. Floating-gate devices 204
6.2. Charge-trapped devices 209
6.3. Ferroelectric field-effect-transistor 214
6.4. Memory array 215
6.5. Imaging reproduction 218
6.6. Xerography 220
6.7. Description of physical processes in an electrophotographic material 221
6.8. Materials used in xerography 227
6.9. Image sensors 230
6.10. Charge-coupled devices 231
6.11. The noise in charge-coupled devices 238
6.12. Principles of scanning in image sensors 241
6.13. Characteristics of charge-coupled image sensors 244
6.14. Injection-charge image sensors 249
6.15. Infrared image sensors 253
References 256

Chapter 7. INTEGRATED CIRCUITS 258

7.1. Technology of integrated circuits 258
7.2. Isolation. Interconnection, Passivation 263
7.3. Monolithic silicon integrated circuits 267
7.4. Thin-film integrated circuits 270
7.5. Thick-film integrated circuits 272
7.6. Hybrid integrated circuits 272
7.7. Applications 273
References 280

Chapter 8. QUANTUM SIZE EFFECTS 281

8.1. General considerations 282
8.2. Quantum size effects in thin film metallic layers 285
8.3. Quantum effects in magnetic field 292
8.4. The study of quantum size effect by tunneling 294
8.5. Quantum size effect in many potential-barrier structures 302
8.6. Quantum size effects in a semiconductor surface layer . . . 307
References 315